



Universidade de Aveiro
2009

Departamento de Física

Carlos Alexandre Simulação de Avalanches de Electrões em
Fernandes dos Santos Detectores Gasosos de Radiação



**Carlos Alexandre
Fernandes dos Santos** **Simulação de Avalanches de Electrões em
Detectores Gasosos de Radiação**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica do Dr. João Veloso, Professor Auxiliar Convidado do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Apoio da Fundação para a Ciência e
Tecnologia através do financiamento
do projecto “Detectores para
imagiologia médica”,
PTDC/FIS/65455/2006

o júri

presidente

Professor Doutor João Lemos Pinto

Professor Catedrático do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Professora Doutora Maria da Conceição Abreu e Silva

Professora Catedrática da Universidade do Algarve

Professor Doutor João Filipe Calapez de Albuquerque Veloso

Professor auxiliar convidado do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

agradecimentos

Para a elaboração deste trabalho gostaria de agradecer a um variado número de pessoas, cuja ajuda se revelou importante.

Ao meu orientador, Professor Doutor João Filipe Calapez de Albuquerque Veloso pelos conhecimentos transmitidos e paciência demonstrada e pela oportunidade de participar num dos seus projectos de investigação, garantindo as melhores condições de trabalho e apoio.

Agradeço também a todos os membros do grupo DRIM - Detecção de Radiação para Imagiologia Médica pelo bom ambiente de trabalho e espírito de entre ajuda sempre presente.

Aos meus colegas que sempre se disponibilizaram nos momentos mais difíceis contribuindo para amigáveis discussões.

Ao Doutorando Carlos Alberto Bastos de Oliveira por se ter mostrado incansável no apoio ao meu trabalho, dando sempre preciosas sugestões que vieram a tornar-se uma mais valia.

Aos meus amigos que além do incessante apoio, se disponibilizaram ainda para fazerem uma leitura minuciosa deste trabalho.

Ao Rob Veenhof por me ter acolhido no CERN, mostrando toda a disponibilidade para me ajudar nos programas Ansys® e *Garfield*.

E acima de tudo a toda a minha família, principalmente aos meus irmãos, por tudo

palavras-chave

MPGD, Método dos Elementos Finitos, Método de Monte-Carlo, Avalanche de Electrões

resumo

A Micro Hole & Strip Plate (MHSP) e a Gas Electron Multiplier (GEM) são detectores gasosos baseados em microestruturas (MPGD), que operam na região de proporcionalidade. Isto significa que a multiplicação de carga é obtida através de processos de avalanche. A Thick-MHSP e a Thick-GEM são microestruturas espessas que resultam do aumento das dimensões da MHSP e da GEM respectivamente. Detectores baseados em MHSP's e GEM's podem operar em modo normal de ionização, ou usando um fotocátodo semitransparente ou reflectivo. Além disso, as primeiras podem operar em modo normal ou em modo *flipped-reversed* (F-R) onde o objectivo é drenar os iões do meio em vez de promover a multiplicação de carga.

Estudos no Garfield (programa de simulação de deriva de cargas em gases, baseado no método de Monte-Carlo) tais como a multiplicação de electrões, e eficiência de colecção são realizados para cada detector, para condições semelhantes às usadas experimentalmente, depois de simular os mapas de campo no Ansys® (programa baseado no método dos elementos finitos). A comparação de resultados entre estruturas, especialmente entre microestruturas normais e espessas, será um dos objectivos, assim como uma tentativa de comparação com os resultados experimentais.

Resultados preliminares mostram que as simulações ajustam-se ao comportamento experimental dos detectores, ainda que os ganhos experimentais sejam sempre superiores no último caso.

keywords

MPGD, Finite Elemente Method, Monte-Carlo Method, Electron Avalanche

abstract

The Micro Hole and Strip Plate (MHSP) and the Gas Electron Multiplier (GEM) are Micropattern Gas Detectors (MPGD), that operate within the proportional region. This means that we obtain charge multiplication through an avalanche process. Thick-MHSP and Thick-GEM are thick microstructures that result from the increase in size of the MHSP and GEM respectively. MHSP and GEM based detectors can operate at normal ionization mode, or using a semitransparent or reflective photocathode. Besides that, the first ones can operate at normal mode, or at flipped-reversed (F-R) mode in which the purpose is to drain ions in spite of charge multiplication.

Analysis in Garfield (Monte-Carlo method based software, which simulates charges drift in gases) such as electron multiplication, and collection efficiency are preformed at each detector, at similar conditions with experiments, after simulating their field map at Ansys® (finite element method based software). The comparison of results between structures, and especially between thick and normal microstructures will be preformed. Also, a comparison between simulations and experimental data will be tried

Preliminary results show that the behavior of the simulations fits to the experimental detectors behavior, even having higher gains measured experimentally than the gains simulated.

Índice

1	<i>Introdução</i>	1
2	<i>Interação da Radiação com a Matéria</i>	3
2.1	Interações possíveis	3
2.1.1	Espalhamento coerente ou de Rayleigh	3
2.1.2	Efeito fotoeléctrico.....	3
2.1.3	Efeito de Compton	4
2.1.4	Formação do par electrão-positrão.....	4
2.2	Secções Eficazes	4
3	<i>Detectores de Radiação</i>	7
3.1	Detectores Gasosos de Radiação	7
3.1.1	Regiões de Operação de um Detector Gasoso.....	7
3.1.2	Contador Proporcional	8
3.1.3	MSP (<i>Micro Strip Plate</i>).....	9
3.1.4	GEM (<i>Gas Electron Multiplier</i>)	10
3.1.5	MHSP (<i>Micro Hole & Strip Plate</i>).....	10
3.1.6	Fotocátodo.....	11
3.1.7	<i>Flipped-Reversed</i> -MHSP.....	12
3.1.8	Microestruturas Espessas (<i>Thick-Microstructures</i>)	13
3.1.9	Propriedades em Estudo	14
3.2	Deriva de Electrões e Iões em Gases	14
4	<i>Processo de Simulação</i>	19
4.1	Método dos Elementos Finitos (<i>Ansys® & Maxwell®</i>)	19
4.1.1	Discretização da estrutura/corpo.....	19
4.1.2	Escolha de uma interpolação adequada ao problema	20
4.1.3	Reajuste dos parâmetros das funções de interpolação.....	21
4.2	Técnica de <i>Monte-Carlo & Garfield</i>	22
4.3	Linhas de Deriva & Método de Runge-Kutta-Fehlberg	25
4.4	<i>Weighting Fields & Sinais</i>	26
5	<i>Metodologia e Resultados</i>	28
5.1	GEM	30
5.2	MHSP	32
5.3	F-R-MHSP	34
5.4	Thick-GEM	36

5.5	Ref-Thick-GEM	39
5.6	Thick-MHSP	41
5.7	F-R-Thick-MHSP	43
6	<i>Conclusões e Trabalho Futuro</i>	47
	<i>Referências</i>	49

1 Introdução

Desde a descoberta da radiação electromagnética que o homem sempre procurou construir dispositivos que lhe permitissem detectá-la. Este interesse foi intensificado quando em 1895 Willhem Röntgen descobriu os raios X, o que impulsionou não só um desenvolvimento de diversas áreas da física, que beneficiaram directamente com os conhecimentos que advieram desta descoberta, como permitiu que houvesse um progresso significativo nas estruturas para detecção desta radiação, e simultaneamente para toda a radiação de alta energia. Nas últimas duas décadas, este progresso foi conduzido no sentido do desenvolvimento de detectores gasosos de radiação (MPGD – *Micropattern Gas Detectors*) [1], sem descartar, como é óbvio, avanços significativos noutros tipos de detectores. Estes tipos de detectores apresentam custos de produção relativamente reduzidos e a capacidade de se produzirem em áreas relativamente grandes, o que não acontece por norma em detectores baseados em semicondutores.

Os detectores gasosos de radiação, nos casos a estudar, no presente trabalho, operam na região proporcional de operação [2], ou seja, funcionam com campos eléctricos tais, que permitem uma multiplicação de electrões em avalanche por ionizações sucessivas dos átomos do meio, sendo a amplitude do sinal resultante proporcional à energia dos fotões detectados. Começaram como estruturas simples, tais como contadores proporcionais [2] ou MSP's (Micro Strip Plates) [3]. Actualmente, estes detectores progrediram para estruturas tais como: Micromegas [1], Gas Electron Multiplier (GEM) [4], Micro Hole & Strip Plate (MHSP) [5], microestruturas espessas (Thick-GEM [6] e Thick-MHSP [7]), entre outras. Estes detectores têm aplicações em física de altas energias, astrofísica, física nuclear, indústria e medicina. Alterando pequenos parâmetros e/ou configurações, cada um destes detectores, pode apresentar aplicações distintas [1].

Dada a multiplicidade de detectores e de configurações possíveis, o presente trabalho tem como objectivo a simulação de GEM's, Thick-GEM's MHSP's e Thick-MHSP's como estruturas de amplificação de electrões provenientes da ionização directa dos átomos do meio por raios-X ou de fotoelectrões produzidos por acção de luz visível ou ultra-violeta e em fotocátodos transmissivos ou reflectivos [8]. Além disso é também objectivo a simulação da MHSP e da Thick-MHSP em modo *flipped-reversed* (F-R) [5, 8] ou seja, no modo em que a estrutura drena os iões produzidos no meio aquando das ionizações, por forma a diminuir os efeitos de alteração do campo eléctrico por acumulação de cargas positivas.

Face a estes objectivos, serão inicialmente simulados os potenciais e campos eléctricos existentes nas microestruturas num programa baseado no método de elementos finitos, Ansys® [9], e posto isto, serão simuladas as avalanches criadas nos detectores, através de um programa baseado no método de Monte-Carlo, *Garfield* [10]. Também com este programa serão simuladas eficiências de colecção de carga, e estudado como simular sinais devido à corrente induzida produzidos pelo movimento de iões e electrões. O objectivo primário destas simulações é a comparação entre os diversos detectores simulados dos respectivos comportamentos, e uma tentativa de comparação com resultados experimentais.

Os estudos efectuados surgem no sentido em que se torna imprescindível proceder a estudos teóricos para numa primeira fase compreender e confirmar os fenómenos físicos presentes nos detectores, e numa fase posterior, antecipar a construção dos respectivos equipamentos, optimizando as suas geometrias.

Além disso a oportunidade de poder participar no desenvolvimento de equipamentos que poderão ter um papel preponderante num futuro próximo torna-se num factor aliciante no seguimento deste projecto.

2 Interação da Radiação com a Matéria

Considerando que os detectores doravante estudados visam essencialmente a detecção de radiação, torna-se, fundamental numa primeira análise, estudar as interações possíveis entre esta e a matéria.

Em função da energia da radiação incidente, diferentes processos entre fótons e átomos do meio são possíveis[2, 11]. A Figura 2.1 mostra os coeficientes de atenuação mássicos de fótons entre 1 *keV* e 1 *GeV* no xénon, para diferentes tipos de interações. Estes coeficientes são uma medida directamente proporcional à probabilidade de ocorrência das referidas interações, e podem ser determinados a partir das secções eficazes (2.2explicadas abaixo).

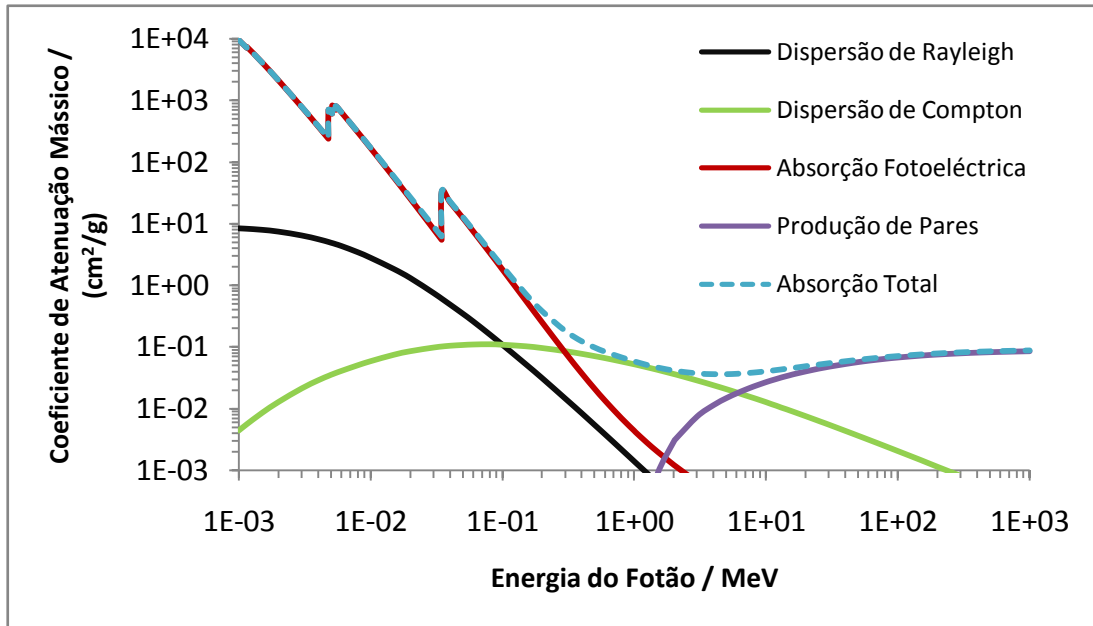


Figura 2.1 – Coeficientes mássicos de atenuação de fótons X para o Xe em função da energia [12]

2.1 Interações possíveis

2.1.1 Espalhamento coerente ou de Rayleigh

A interação entre a matéria e os fótons de baixa energia, inferiores a 10 *keV*, pode acontecer através de espalhamento coerente. Este tipo de interação foi descrito por J. J. Thomson no final do século XIX e é caracterizado por não existir transferência de energia do fóton para o átomo. O fóton é absorvido pelos átomos fazendo com que os electrões destes oscilem em fase, acabando por emitir novo fóton com a mesma energia mas numa direcção diferente.

2.1.2 Efeito fotoelétrico

Um fóton interage com um electrão do átomo, transferindo energia para ele, e fazendo com que este seja ejectado. A energia cinética final do electrão é igual à energia incidente do fóton menos a energia de ligação do electrão. O efeito fotoelétrico é a interação dominante para energias abaixo dos 120 *keV*.

Nos detectores gasosos, os quais serão discutidos adiante, a interação dos fótons X dá-se com um meio gasoso. Se os referidos fótons tiverem uma energia pertencente à gama de energia referida atrás, a

interacção de um destes com um átomo do meio dá-se, com maior probabilidade, por absorção fotoeléctrica, sendo produzido um fotoelectrão com uma energia cinética suficiente para ionizar os átomos envolventes. Enquanto a energia dos electrões produzidos nas sucessivas ionizações for suficiente para continuar a ionizar mais átomos do gás, mais ionizações acontecem e mais electrões vão sendo produzidos, formando-se uma nuvem primária de electrões.

O número médio de electrões constituintes desta nuvem, N_{ep} , será proporcional à energia do fotão incidente, E_i :

$$N_{ep} = \frac{E_i}{W} \quad (2.1)$$

Onde W , função de trabalho, é a energia média necessária para criar um par ião-electrão, (no caso do xénon puro, $W = 21,9 \text{ eV}$ [12]).

2.1.3 Efeito de Compton

A interacção entre os fotões e os electrões menos ligados do átomo resulta num electrão ejectado a quem foi fornecida parte da energia do fotão incidente e num outro fotão de energia igual à diferença entre a energia cinética do electrão e do fotão inicial. O efeito de Compton é a principal interacção que ocorre para uma gama de energias dos fotões entre 100 keV e 10 MeV .

2.1.4 Formação do par electrão-positrão

Esta interacção ocorre quando um fotão interage com um núcleo atómico, permitindo que se forme um electrão e um positrão, emitidos em direcções opostas, sem violar a conservação de energia. Para tal é necessário que o fotão possua energia maior que $1,022 \text{ MeV}$ (2 vezes a energia em repouso do electrão). Embora o positrão seja uma partícula estável, tem uma existência muito curta devido à grande abundância de electrões na matéria com os quais ele pode interagir. O destino do positrão é a aniquilação quando termaliza e encontra outro electrão, com emissão de dois fotões de aniquilação ($0,511 \text{ MeV}$ cada), emitidos em direcções opostas, obedecendo à lei de conservação de momento.

2.2 Secções Eficazes

Quando falamos em interacções possíveis entre fotões e partículas e/ou entre partículas, é vulgar surgir o termo **secção eficaz** (*cross section*), que visa relacionar a probabilidade das possíveis interacções. Este conceito não é mais do que a adaptação de alguns conceitos matemáticos à física de partículas [13].

Consideremos uma secção de matéria de espessura infinitesimal, dz , e área L^2 contendo N esferas de raio R , tal como é sugerido na Figura 2.2.

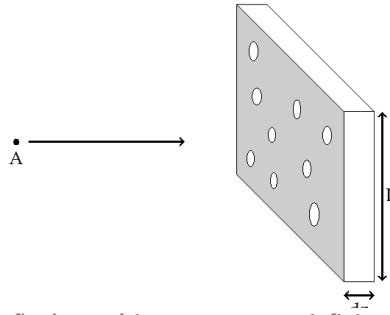


Figura 2.2 – Exemplo de uma secção de matéria com espessura infinitesimal, contendo N esferas de raio R, que servirá de alvo à partícula A. Adaptado de [13]

Se considerarmos uma partícula A, partindo de um ponto aleatório do espaço em direcção à referida secção de matéria, existe uma probabilidade dP de esta partícula colidir com uma das esferas. Esta probabilidade é definida por (2.2) e corresponde à fracção de área que todas as esferas ocupam na secção.

$$dP = \frac{N\pi R^2}{L^2} = \sigma n dz \quad (2.2)$$

A variável n corresponde à densidade de esferas e será definida por (2.3):

$$n = \frac{N}{L^2 dz} \quad (2.3)$$

O parâmetro σ corresponde à **secção eficaz**, que é obtido substituindo (2.3) em (2.2):

$$\sigma = \pi R^2 \quad (2.4)$$

Transpondo esta área clássica para o caso da interacção entre partículas, para cada interacção i , existirá uma área σ_i , que será função da energia e proporcional à probabilidade dP_i , de ocorrência da referida interacção dada por:

$$dP_i = \sigma_i n_i dz \quad (2.5)$$

Para uma dada energia, a probabilidade de haver uma interacção é dada pela soma das probabilidades de ocorrência de todas as interacções possíveis:

$$dP = \sum_i n_i \sigma_i \quad (2.6)$$

O uso das secções eficazes torna-se útil na medida em que é específica para cada material, mas ao mesmo tempo independente da densidade desse mesmo material, descrevendo a interacção partícula-partícula, sendo que para uma mesma densidade, é directamente proporcional à probabilidade de cada interacção [13].

Os coeficientes de absorção mássica são também uma medida proporcional às secções eficazes, e podem ser obtidas a partir destas. São por norma utilizados nas interacções entre fótons e matéria, enquanto que as secções eficazes são utilizadas essencialmente nas interacções entre partículas [12].

3 Detectores de Radiação

3.1 Detectores Gasosos de Radiação

Um detector gasoso consiste numa câmara onde se encerra um gás, que funciona como meio activo (é com ele que a radiação interage), e sistemas de recolha de carga. Nesta câmara existem eléctrodos polarizados de tal forma que é criado um campo eléctrico que direcciona os electrões, criados no gás, na direcção do ânodo [2].

3.1.1 Regiões de Operação de um Detector Gasoso

São diversos os tipos de detectores gasosos e cada um opera num modo bem definido que depende da amplitude dos potenciais aplicados. As regiões de funcionamento de cada um são ilustradas na Figura 3.1. A amplitude do sinal de saída (em carga) do detector é apresentada esquematicamente no gráfico como uma função da diferença de potencial aplicado que está relacionado com o campo eléctrico [2].

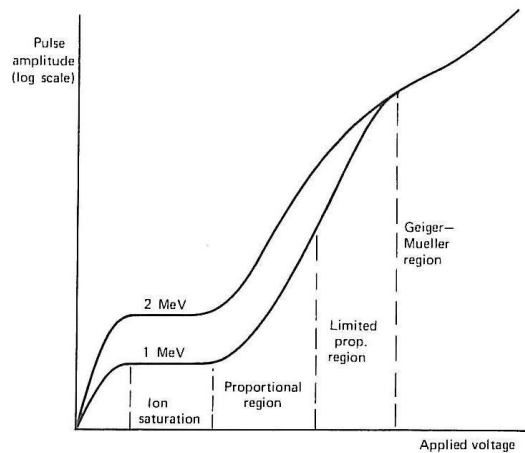


Figura 3.1 - Regiões de operação de um detector gasoso [2]

Para tensões aplicadas muito reduzidas, o campo é insuficiente para prevenir a recombinação dos pares ião-electrão criados no processo de absorção fotoeléctrica e, consequentemente, a carga recolhida é inferior à carga inicial. Aumentando um pouco a tensão aplicada, passamos para uma zona onde prevalece a saturação de iões: o campo é suficiente para evitar a recombinação dos pares ião-electrão, mas ainda assim insuficiente para desencadear novas ionizações dos átomos do meio. Deste modo o sinal medido mantém-se aproximadamente constante dentro desta gama de tensões, até ao limiar de ionização do gás ser atingido. Aumentando a tensão para além deste limiar, passamos para a região de proporcionalidade. Esta região é de facto a mais importante no contexto deste trabalho, pois nela funcionam os detectores simulados. Aqui a carga recolhida é directamente proporcional ao número de electrões da nuvem primária, dado que os electrões recolhidos sofrem um processo de multiplicação produzindo cada um, em média, igual número de novas ionizações. Se o campo se tornar demasiado elevado começam a surgir efeitos não lineares. O mais importante destes efeitos está relacionado com os iões positivos, que são produzidos no processo de ionização. Com o aumento do campo, a concentração destes iões aumenta. Estes deslocam-se no sentido contrário aos electrões, com uma velocidade muito menor, acumulando-se no meio gasoso e criando um campo contrário ao criado pelos eléctrodos, limitando o processo de avalanche.

Aumentando ainda mais o potencial aplicado, o campo criado pelos iões positivos é suficientemente grande para anular o processo de avalanche havendo lugar, a partir deste momento, apenas à deriva para o ânodo dos electrões até aí produzidos. O detector deixa de poder detectar mais eventos até toda a carga ser recolhida (electrões e iões) – região Geiger-Mueller [2].

3.1.2 Contador Proporcional

Os detectores que funcionam na região de proporcionalidade surgiram com o aparecimento dos designados contadores proporcionais [2]. Estes são de facto os dispositivos mais simples que operam nesta região, e servem para entender o funcionamento de detectores mais complexos, como é o caso dos detectores estudados.

Este dispositivo, (Figura 3.2), é constituído por um fio condutor que serve como ânodo, em torno do qual se dispõe uma superfície cilíndrica, também condutora, equidistante em todo o seu comprimento do fio central, que funcionará como cátodo. Entre estes dois elementos condutores é aplicada uma tensão, V , de valor compreendido na gama de operação proporcional, que resulta num campo eléctrico, $\varepsilon(r)$ que depende da distância ao fio, r , na forma:

$$\varepsilon(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (3.1)$$

onde a e b são os raios do ânodo e do cátodo respectivamente

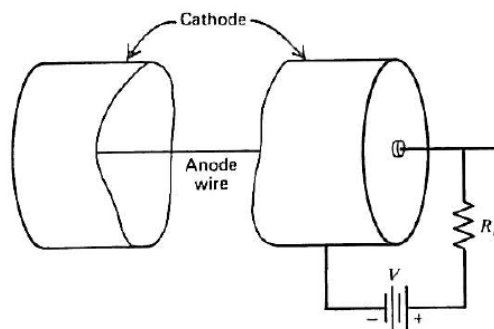


Figura 3.2 – Esquema de um contador proporcional [2]

Entre ambas as superfícies condutoras encontra-se um gás, no qual se dá o processo de amplificação da carga por avalanche. O gás a usar deverá ser escolhido em função dos constituintes do detector.

Quando um fóton interage no detector por efeito fotoelétrico, ioniza um átomo do gás. O electrão libertado no processo de ionização é direccionado e acelerado no sentido do ânodo por acção do campo eléctrico. Como o campo aumenta no sentido de deslocação dos electrões, estes vão adquirindo uma energia crescente entre choques. Quando o campo ultrapassa um determinado valor limite, os electrões adquirem, entre choques, energia suficiente para ionizar novos átomos do meio. Este processo culmina com o processo de avalanche perto do fio (onde o campo é mais intenso), sendo que o número de electrões que chegam ao ânodo é proporcional ao número de electrões da nuvem primária e mensurável em amplitude.

Do processo atrás descrito podemos pois definir duas zonas do detector distintas, que apesar de não estarem delimitadas fisicamente apresentam comportamentos físicos distintos (Figura 3.3).

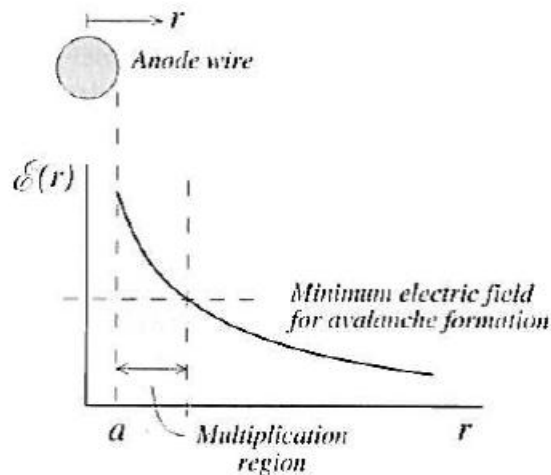


Figura 3.3 – Campo eléctrico em função da distância ao ânodo num detector proporcional [2]

Uma primeira região, relativamente afastada do ânodo, onde a energia que os electrões da nuvem primária adquirem entre choques é reduzida e, por isso, não existem novas ionizações, apenas deriva em direcção ao ânodo. Perto do ânodo teremos uma outra região, onde os electrões adquirem, entre choques, energia cinética suficiente para ionizar o gás e, portanto, é viável o processo de avalanche. Esta zona, também designada por região de multiplicação por motivos óbvios, encerra um volume de gás muito inferior à região definida primariamente, devido à forma do campo eléctrico.

Da evolução deste detector surgiram outros que, apesar de mais complexos, baseiam o seu funcionamento nos princípios do contador proporcional.

3.1.3 MSP (Micro Strip Plate)

A Micro Strip Plate, (Figura 3.4), desenvolvida por A. Oed em 1988 [3], consiste numa série de pequenas fitas metálicas (ânodos e cátodos alternados no mesmo plano) suportadas por um substrato isolador. Quando são polarizadas, os electrões são encaminhados para os ânodos sofrendo uma amplificação de carga por avalanche na zona vizinha do ânodo (pois, tal como acontece no contador proporcional, apenas nesta zona o campo ultrapassa o limiar de ionização). A largura do ânodo, nesta estrutura, é por norma inferior à do cátodo, dado que assim permite uma maior convergência das linhas de campo nestes eléctrodos, fazendo com que a amplificação de carga seja maximizada. A carga recolhida no ânodo é pois proporcional ao número de electrões da nuvem primária. A MSP é parte integrante de uma câmara designada de MSGC (Micro Strip Gas Chamber).

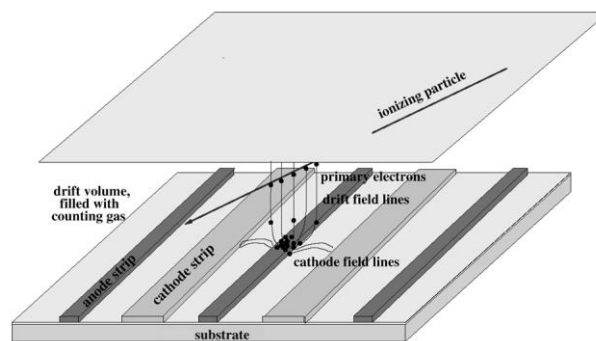


Figura 3.4 – Esquema de uma Micro Strip Plate (MSP) [14]

3.1.4 GEM (*Gas Electron Multiplier*)

Este tipo de microestrutura, Figura 3.5, desenvolvida por Fabio Sauli em 1996 [4], é produzida a partir de uma fina película de um polímero isolador (Kapton™) na qual é depositado, de ambos os lados, um filme metálico fino (geralmente cobre). Posteriormente são criados buracos circulares bicónicos submilimétricos nesta estrutura, periodicamente distribuídos ao longo da superfície, e que atravessam toda a espessura da película.

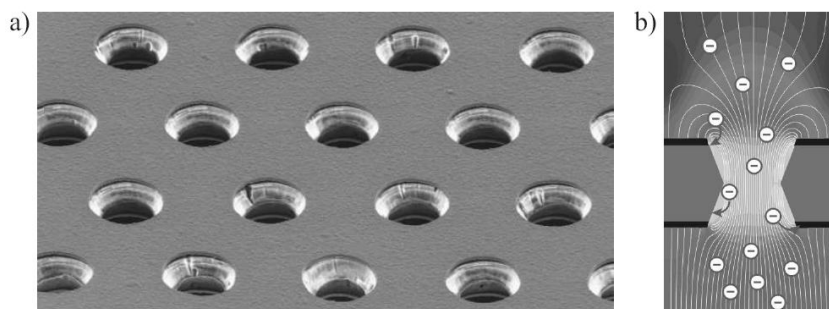


Figura 3.5 – Esquema de um Gas Electron Multiplier (GEM) [15]

Se cada uma das faces metálicas for polarizada de forma apropriada e se electrões forem direccionados para a estrutura por meio de um campo eléctrico de deriva, os mesmos sofrerão uma focagem para os buracos existentes, devido ao forte campo eléctrico existente dentro deles (devido à concentração das linhas de campo devido à presença do isolador), suficiente para ser produzida uma avalanche, dando-se assim uma amplificação em carga.

3.1.5 MHSP (*Micro Hole & Strip Plate*)

A MHSP [5] é uma estrutura híbrida que combina duas outras microestruturas atrás referidas: MSP e GEM. Consiste num substrato fino de Kapton™, com uma fina camada de cobre sobre cada face do substrato. Neste conjunto substrato + cobre são feitos os buracos bicónicos que atravessam a estrutura em toda a sua profundidade e que têm uma distribuição hexagonal (esta distribuição dos buracos visa aumentar o factor de compactação destes, promovendo um aumento de eficiência do sensor). Numa das superfícies do substrato, usando a camada de cobre depositada, são criados ânodos e cátodos alternadamente, através da técnica de litografia. Esta superfície corresponderá à parte tipo MSP.

Da interacção, por absorção fotoeléctrica, da radiação com o gás presente na câmara, resulta uma nuvem de electrões livres, que por acção de um campo eléctrico fraco converge na direcção da MHSP. A Figura 3.6 visa representar esquematicamente, além dos elementos constituintes da estrutura MHSP, o trajecto médio dos electrões. Entre a face superior (“top”) e os cátodos é aplicada uma diferença de potencial. Como no interior dos buracos há convergência das linhas de campo, o campo eléctrico é muito elevado, pelo que os electrões sofrem amplificação em carga por avalanche nessa zona.

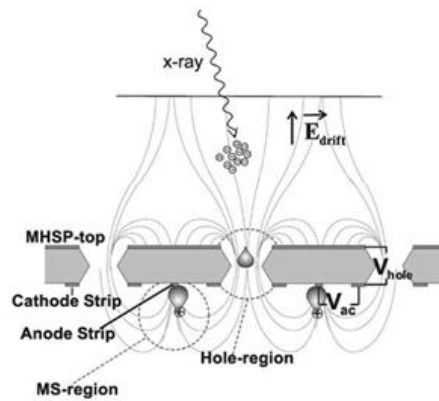


Figura 3.6 Esquema da MHSP e do percurso dos electrões nesta

Também é aplicada uma diferença de potencial entre os cátodos e os ânodos, do lado tipo MSP, cujo campo provoca nova amplificação por avalanche perto do ânodo. Esta nova avalanche deve-se ao facto de a dimensão do ânodo ser muito reduzida. Ora, como as linhas de campo reúnem-se no ânodo, e este é muito pequeno, a densidade de linhas nessa zona é muito elevada, pelo que o campo se torna intenso. Posteriormente o ânodo recolhe os electrões produzidos na avalanche.

3.1.6 Fotocátodo

As estruturas referidas, nomeadamente a GEM e a MHSP, na forma como foram referidas, funcionam através da interacção directa da radiação incidente com as moléculas do gás. No entanto, este princípio de funcionamento é válido se a energia da radiação for tal que permita a ionização do gás, e consequente formação de uma nuvem primária de electrões. Para outras aplicações, onde a energia é inferior à energia mínima de ionização do gás, é possível acoplar ao detector um fotocátodo. Este fotocátodo poderá ser aplicado afastado da microestrutura (fotocátodo semitransparente), ou directamente sobre esta (fotocátodo reflectivo). Os fótons, quando interagem com este elemento, que deverá ter uma função trabalho inferior à do gás, arrancam electrões por efeito fotoelétrico, processo que à partida seria impossível directamente com o meio gasoso, devido à baixa energia. Uma vez criados estes fotoelectrões, o funcionamento do detector passa a ser semelhante às situações anteriores.

A utilização de um fotocátodo semitransparente (Figura 3.7) [8], faz com que os fotoelectrões sejam criados longe da estrutura, e portanto os campos aplicados terão que ser semelhantes aos casos em que este elemento não é utilizado. Note-se que, do ponto de vista das simulações efectuadas, estas duas situações são iguais, uma vez que o processo de conversão dos fótons em fotoelectrões não é simulado.

O uso de um fotocátodo reflectivo (Figura 3.8) [8, 16, 17], pressupõe que o campo de deriva seja reduzido (na direcção representada). Este requisito é necessário pois, uma vez que os electrões são criados junto à microestrutura, se o campo fosse no sentido oposto, estes não sairiam do topo da estrutura. Se o campo fosse elevado, os electrões dirigir-se-iam definitivamente no sentido oposto ao desejado. Assim, conseguimos com que eles se afastem o suficiente, sem adquirirem demasiada energia, para sentirem a atracção do campo no buraco, e para ele serem redireccionados.

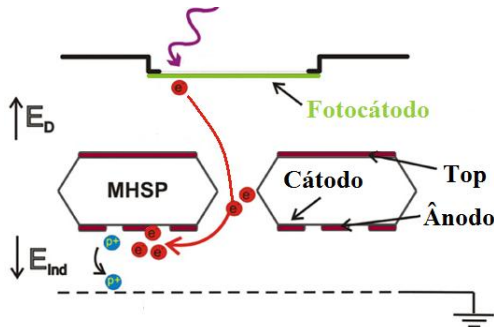


Figura 3.7 - Funcionamento da MHSP com fotocátodo semitransparente, adaptado de [8]

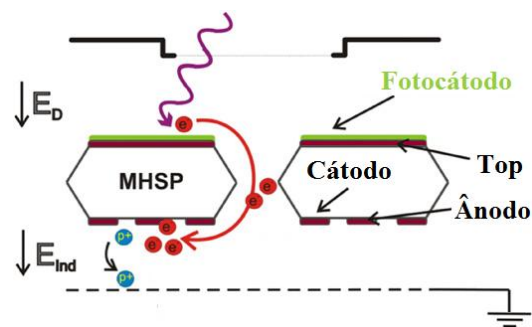


Figura 3.8 - Funcionamento da MHSP com fotocátodo semitransparente [8]

Na prática, nem todos os fótons incidentes no fotocátodo (com energia suficiente para remover um electrão), provocam efeito fotoeléctrico, uma vez que nem todos os fótons são absorvidos, e factores como a rugosidade do fotocátodo, substrato onde é depositado, entre outros, condicionam a eficiência quântica de conversão, QE , definida como:

$$QE = \frac{\text{Número de Electrões Emitidos}}{\text{Número de Fótons Incidentes}} \quad (3.2)$$

Esta eficiência é função do comprimento de onda da radiação incidente.

Como durante as simulações, apenas é estudado o comportamento das partículas na câmara gasosa, torna-se irrelevante, para este estudo, a eficiência quântica de conversão do fotocátodo.

3.1.7 Flipped-Reversed-MHSP

Em determinadas situações, é comum o uso de estruturas múltiplas para maximizar o ganho do detector. A distribuição destas é em cascata de modo a permitir uma amplificação em vários estágios. Por exemplo, para detectores de radiação de Cherenkov [18], este género de estruturas é usado em conjunto com um fotocátodo semitransparente. Como o número de pares ião-electrão é elevado, é de todo conveniente minimizar o número de iões existentes dentro da câmara, pois não só têm influência nos processos de avalanche devido à influência da sua carga no campo, como devido aos campos aplicados tendem a colidir contra o fotocátodo, danificando-o [19], e reduzindo a sua eficiência ao longo do tempo. Para reduzir este efeito, é utilizada no topo da câmara gasosa, sob o fotocátodo, uma MHSP em modo *flipped-reversed* [8], ou F-R-MHSP (Figura 3.10), ou seja, na configuração em que a posição da MHSP é invertida em relação a ela própria, e o potencial do cátodo passa a ser superior ao do ânodo (o que na prática, e segundo a nomenclatura da referida imagem, corresponde a que a fita seja o cátodo, e o eléctrodo em torno dos furos seja o ânodo). Deste modo, os iões que atinjam esta zona do detector serão recolhidos pelo “top” da estrutura, ou forçados, por acção do campo entre os eléctrodos, a serem recolhidos nestes. A fracção de iões que ainda assim é transmitida pela estrutura em direcção ao fotocátodo, é usualmente designada de IBF (*Ion Back Flow Fraction*) [8, 19, 20]. Note-se que estes campos têm de ser optimizados, de modo que permitam a passagem dos electrões, criados no fotocátodo, na direcção das demais estruturas.

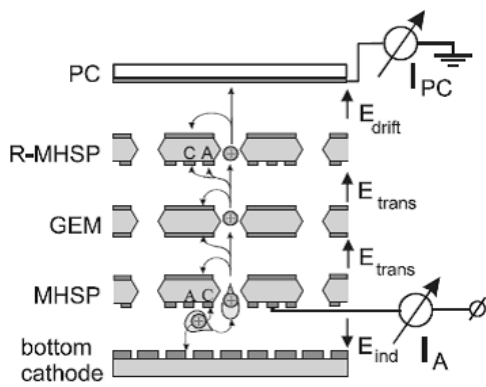


Figura 3.9 - Detector usando uma R-MHSP [8]

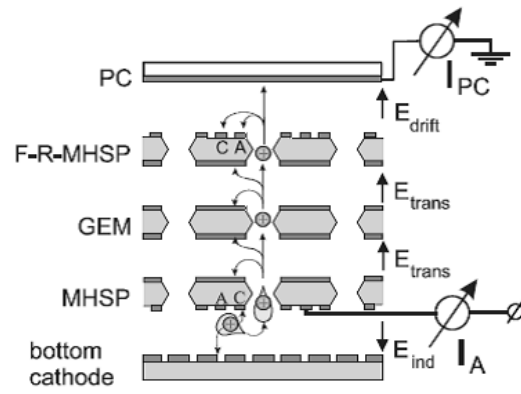


Figura 3.10 - Detector usando uma F-R-MHSP [8]

A F-R-MHSP surge da evolução de uma outra configuração, a *reversed-MHSP* [19] ou R-MHSP (Figura 3.9), onde a posição da estrutura é igual à da MHSP, tendo apenas os potenciais entre o ânodo e o cátodo trocados, tal como no caso anterior. O funcionamento é semelhante ao da F-R-MHSP, só que, devido à sua disposição na câmara, não permite a recolha dos iões produzidos no processo de avalanche, que acontecem nela própria. A F-R-MHSP resolve este problema, pelo que se apresenta como uma solução mais adequada.

3.1.8 Microestruturas Espessas (*Thick-Microstructures*)

A multiplicação de carga por avalanche em pequenos furos (GEM e MHSP) é atractiva, pois o elevado confinamento a que as avalanches são sujeitas dentro dos buracos, reduz consideravelmente os efeitos secundários. Estruturas que sejam baseadas neste tipo de funcionamento têm aplicações por exemplo na imagiologia de raios-X, neutrões e radiação do visível ao ultravioleta [6]. No entanto, devido às reduzidas dimensões destas estruturas, torna-se difícil e caro, produzir detectores com áreas superiores às dezenas de cm^2 , sendo ainda complicado garantir a uniformidade da estrutura. Perante este problema, surgem as microestruturas espessas (*thick-microstructures*).

Estas microestruturas espessas, *Thick-GEM* [6, 17] e *Thick-MHSP* [7], baseiam-se integralmente na GEM e MHSP respectivamente, com a particularidade das dimensões dos elementos das microestruturas espessas (raio dos furos, espessura do isolador e do metal, etc...), serem aproximadamente uma ordem de grandeza superiores. Além disso, ao invés do Kapton™ com cobre depositado sobre ambas as faces usado tanto na GEM como na MHSP, a *Thick-GEM* e a *Thick-MHSP* usam um circuito impresso de duas faces, também com cobre, onde os buracos são cilíndricos. Dependendo da configuração, poderá existir um "rim", que corresponde a uma área circular entre o furo e a camada de cobre. Esta característica é evidenciada na Figura 3.11 onde são representadas as geometrias típicas da *Thick-GEM* e da *Thick-MHSP*

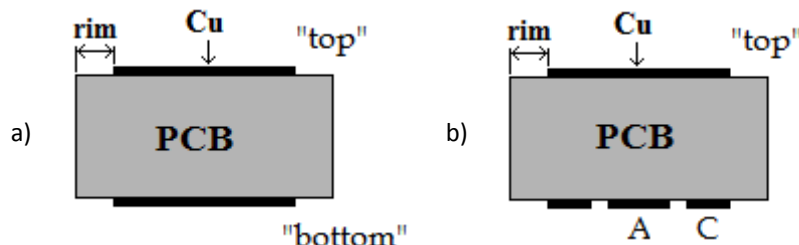


Figura 3.11 - Representação de uma: a) *Thick-GEM* e de uma b) *Thick-MHSP*, evidenciando o rim

Estas estruturas, que apresentam uma grande robustez, e que ainda estão em fase de estudo e aperfeiçoamento, mostram já elevados ganhos, uma vez que é possível aplicar elevados potenciais,

consequência de uma maior resistência mecânica e eléctrica. Além disso é possível produzi-las com menos imperfeições, com áreas elevadas, o que faz com que tenham um preço por unidade de área, inferior às demais.

Os detectores de RICH (“Ring Imaging Cherenkov”), são uma aplicação possível para as microestruturas espessas, uma vez que se pretende uma área de detecção da ordem dos m^2 [6, 18]. Assim, uma possível configuração será em cascata, com um fotocátodo semitransparente, de Thick-GEM’s e Thick-MHSP’s, com a aplicação específica da Thick-MHSP em modo de drenagem de iões (F-R-Thick-MHSP ou R-Thick-MHSP).

3.1.9 Propriedades em Estudo

Nas simulações realizadas serão estudadas as seguintes propriedades inerentes aos detectores:

- **Ganho absoluto**

Corresponde ao número total de electrões que são criados dentro do volume devido a um electrão primário.

- **Eficiência de recolha**

Análise aplicada às estruturas baseadas na MHSP e corresponde à fracção de electrões criados, que são recolhidos nos ânodos.

- **Eficiência na transferência dos electrões (ETE – *Electron Transfer Efficiency*)**

Análise aplicada às estruturas baseadas na GEM e corresponde ao peso que cada electrão primário tem no número de electrões que são recolhidos na zona de indução da câmara gasosa. Por exemplo, se um electrão primário der origem a pelo menos um electrão recolhido, significa que houve um ETE de 100% [17].

- **Fracção do fluxo do retorno de iões (IBF – *Ion Back FLOW Fraction*)**

Análise aplicada à F-R-MHSP e à F-R-Thick-MHSP, e corresponde à fracção de iões que são transmitidos através da estrutura, sem que sejam recolhidos por esta [17].

3.2 Deriva de Electrões e Iões em Gases

Ainda que o objectivo primordial dos detectores referidos esteja inserido na detecção de radiação, uma vez que o sinal obtido é obtido a partir das cargas produzidas pelos fotões incidentes, a nível físico, o problema é encarado como um problema de partículas com carga, com energia cinética, inseridas numa câmara de potencial não nulo.

Ora, esqueçamos por agora as geometrias possíveis para os diferentes detectores, e consideremos apenas que existe um campo eléctrico variável no espaço. Este campo pode ter como finalidade direccionar as cargas em determinada direcção ou acelerá-las de modo a que adquiram energia suficiente para provocar ionizações [21, 22].

Considerando que o meio em que as cargas se deslocam é isotrópico, homogéneo e não magnético, então as equações de Maxwell terão que se verificar [22, 23]:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon} \rho \quad (3.5)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \vec{j} \quad (3.6)$$

Onde \vec{E} é o campo eléctrico, \vec{B} o campo magnético, μ a permeabilidade magnético do meio, ϵ a permitividade eléctrica do meio, ρ a densidade volúmica de cargas, e \vec{j} a densidade de corrente. De notar que o potencial eléctrico ϕ e o campo \vec{E} se relacionam entre si através de (3.7).

$$\vec{E} = -\nabla \phi(x, y, z) \quad (3.7)$$

Assim, o movimento de uma partícula carregada inserida no referido meio, e consequentemente sob influência de um campo eléctrico \vec{E} (sem campo magnético externo aplicado, ou seja $\vec{B} = 0$) passa a ser regido por uma equação da dinâmica [22]:

$$m \frac{d\vec{u}}{dt} = e\vec{E} - K\vec{u} \quad (3.8)$$

Onde m e e são a massa e carga da partícula respectivamente, u será o vector velocidade, e o factor Ku descreverá uma força de fricção média proporcional à velocidade. O quociente entre m e K apresenta a dimensão de um tempo característico e corresponderá ao tempo médio entre colisões, τ . Considerando $t \gg \tau$, o electrão atingiu um estado estacionário em que a velocidade de deriva é, em média, constante e, portanto $du/dt = 0$. A solução de (3.8) fica então

$$\frac{1}{\tau} \vec{u} = \frac{e}{m} \vec{E} \Leftrightarrow \vec{u} = \frac{e\vec{E}}{m} \tau \quad (3.9)$$

Ou seja, a velocidade é proporcional ao campo eléctrico podendo-se chamar à constante de proporcionalidade de mobilidade, μ :

$$\mu = \frac{e}{m} \tau \quad (3.10)$$

Ficando

$$\vec{u} = \mu \vec{E} \quad (3.11)$$

Note-se que a permeabilidade magnética do meio e a mobilidade dos electrões, ainda que partilhem do mesmo símbolo, representam variáveis distintas.

Do ponto de vista aplicacional, as leis anteriores, podem ser aplicadas a electrões e a iões

• Deriva de Electrões

Os electrões, devido à sua reduzida massa, são dispersos entre colisões, quase que isotropicamente. Assim, seguem uma trajectória com tendência para a direcção do campo eléctrico aplicado mas com grandes desvios relativamente à trajectória média [21, 22].

- **Deriva de Iões**

No caso dos iões, como estes apresentam uma massa muito maior que a dos electrões, quando colidem com átomos/moléculas do meio, passam a ser dispersos não de modo isotrópico, mas numa direcção preferencial definida pelo campo eléctrico aplicado. Assim, seguem, sem grandes desvios, as linhas de campo [21, 22].

- **Difusão**

Durante o seu movimento de deriva ao longo do gás, quer os electrões quer os iões, após colisões, são dispersos numa direcção diferente daquela que tinham no momento imediatamente antes da colisão. Como já foi discutido anteriormente, este fenómeno é mais visível nos electrões do que no iões. Assim, suponhamos um electrão a deslocar-se dentro de uma câmara, com posição de partida (0,0,0) e sob influência de um campo eléctrico aplicado ao longo do eixo z. À medida que ele se desloca, devido às sucessivas colisões, a projecção da sua posição no plano xy comparativamente à posição inicial vai sendo cada vez maior. Isto significa que o electrão se está a difundir no meio [10, 21, 22]. Na ausência de outros efeitos, a distribuição de localização das cargas difusas por múltiplas colisões, obedece a uma distribuição Gaussiana [21]:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(r^2/4Dt)} dr \quad (3.12)$$

Onde dN/N é a fracção de cargas encontradas no elemento dr a uma distância r (definida como $r^2 = x^2 + y^2 + (z - ut)^2$) da origem, passado um tempo t . D corresponde ao coeficiente de difusão. O desvio padrão para esta distribuição, considerando uma difusão linear, é dado por

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (3.13)$$

Considerando que o electrão tem energia térmica, então o quociente entre D e a mobilidade μ será definida como [22]:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (3.14)$$

Matematicamente podemos determinar a largura de difusão, σ_x , do seguinte modo [22]:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2DL}{\mu E}} = \sqrt{\frac{2kTL}{eE}} \quad (3.15)$$

Onde L é a distância percorrida ao longo do eixo de deriva. Deste modo podemos inferir que a largura de difusão aumentará com o aumento da temperatura, e/ou com a diminuição do campo. De notar que é fundamental ter em conta este fenómeno durante as simulações, pois será necessário garantir que o volume a simular é tal que permita que os electrões não saiam fora deste volume devido à difusão.

- **Ionizações**

Durante o processo de avalanche, os electrões adquirem energia suficiente para provocarem sucessivas ionizações do gás do meio [22]. Considerando que N é a densidade de electrões, e σ_I é a secção eficaz para a ionização (que é função da energia do electrão antes da colisão), é possível definir um livre percurso médio entre ionizações, λ :

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma_I} \quad (3.16)$$

Assim, num determinado percurso L , existe um número médio de ionizações L/λ , que segue uma distribuição de Poisson, cujo parâmetro é L/λ .

$$P(L/\lambda, k) = \frac{(L/\lambda)^k}{k!} e^{-L/\lambda} \quad (3.17)$$

• Coeficientes de Townsend

Quando o campo ultrapassa um determinado limiar, as ionizações promovem uma multiplicação de carga em cascata, conhecida como avalanche de Townsend, onde cada electrão produzido pode criar mais electrões através do mesmo processo [2]. O aumento do número de electrões n , por comprimento de percurso, obedece à equação de Townsend, (3.18):

$$\frac{dn}{n} = \alpha dz \quad (3.18)$$

Onde α é o primeiro coeficiente de Townsend para o gás. Este coeficiente é função do campo eléctrico, e assume um valor nulo abaixo do limiar de ionização e posteriormente aumenta com o campo (Figura 3.12).

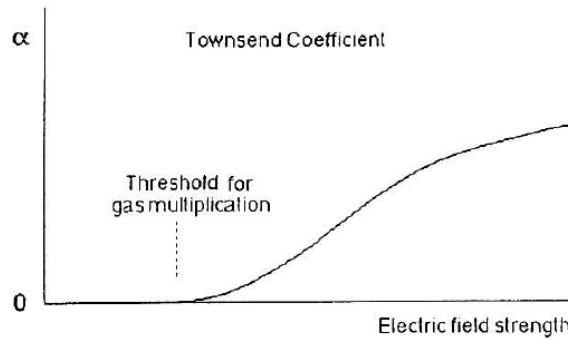


Figura 3.12 - Variação do primeiro coeficiente de Townsend em função do campo eléctrico, para um gás típico [2].

Considerando um valor de campo constante, acima do referido limiar, então α é constante, e uma solução para a equação (3.18) será dada pela equação (3.19), que é apenas função da distância [2].

$$n(z) = n(0)e^{\alpha z} \quad (3.19)$$

Pode ser também definido um factor de multiplicação em carga dado por [21]

$$M(z) = \frac{n(z)}{n(0)} e^{\alpha z} \quad (3.20)$$

E que corresponde ao número médio de electrões produzidos por um electrão primário em todo o seu percurso.

Se o campo não for uniforme então α dependerá da posição do electrão e o factor de multiplicação será dado por [21]

$$M(z) = e^{\int_{z_1}^{z_2} \alpha(z) dz} \quad (3.21)$$

De notar que este tratamento da deriva das cargas no gás corresponde a uma descrição macroscópica, correspondendo o coeficiente de Townsend a uma grandeza média. A nível microscópico, usado nas simulações ao longo do trabalho, é usada uma descrição baseada directamente nas secções eficazes de cada um dos processos possíveis.

4 Processo de Simulação

4.1 Método dos Elementos Finitos (Ansys® & Maxwell®)

Face à necessidade de conhecermos o campo eléctrico dentro de cada câmara gasosa, surge a necessidade de utilização de softwares que sejam capazes de o calcular de um modo rápido e eficaz. No decorrer do trabalho foram utilizados dois softwares com este fim. O Ansys® [9] e o Ansoft Maxwell® que viria a ser preterido a certa altura para o primeiro. A substituição do Maxwell® pelo Ansys® será entendida adiante.

Ainda que estes programas apresentem algumas características distintas, baseiam-se ambos no mesmo método, **Método dos Elementos Finitos**, para efectuarem os cálculos necessários e devolverem ao utilizador os valores dos potenciais em pontos bem definidos e eventualmente o campo (vectorial) nesses mesmos pontos [24].

De referir que esta breve introdução não visa apresentar os fundamentos teóricos dos elementos finitos, mas apenas mostrar uma aplicação específica do método.

No método dos elementos finitos, um corpo contínuo, que pode ser sólido, líquido ou gasoso, é discretizado, sendo representado por um conjunto de subvolumes designados de elementos finitos. Estes elementos interligam-se uns aos outros por meio de pontos chamados de nodos. Nos restantes pontos do espaço toda a informação será obtida por interpolação [24, 25].

Quando pretendemos resolver um problema estático (que não varia ao longo do tempo) através do método dos elementos finitos, temos de seguir uma sequência de passos que nos conduzem à solução do problema. Na prática os passos, que são seguidamente descritos, são automaticamente aplicados pelo software.

4.1.1 Discretização da estrutura/corpo

O primeiro passo da implementação do método consiste na divisão da estrutura em elementos. Surge aqui a primeira dificuldade, pois é imperativo, para ter resultados coerentes com a prática, que a construção dos elementos se traduza numa modelação do objecto em tudo semelhante à realidade. Deste modo é necessário escolher o número, tipo, tamanho, e organização dos elementos [24]. Os tipos de elementos finitos mais comuns são, para análises tridimensionais, tetraedros e paralelepípedos. O Ansys® [26] permite estes dois tipos de elementos, enquanto que o Maxwell® permite apenas tetraedros. De qualquer forma, a configuração usada ao longo de todos os estudos foi a tetraédrica por ser a que melhor se adapta às formas das estruturas modeladas. Na prática, a principal diferença entre estes dois softwares assenta na definição que cada um deles tem da forma dos elementos. Enquanto o Maxwell® apenas admite rectas para as arestas dos tetraedros, o Ansys® permite que estas arestas sejam curvilíneas (Figura 4.1).

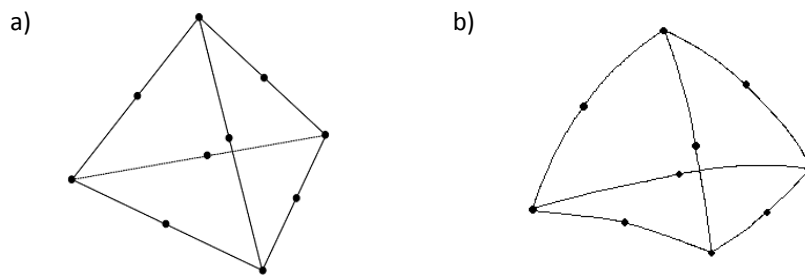


Figura 4.1 - a) tetraedro rectilíneo usado pelo Maxwell; b) tetraedro curvilíneo usado pelo Ansys

Ainda que esta diferença não pareça à partida de especial importância, na realidade permite uma melhor modelização de estruturas com arestas curvilíneas, contribuindo para um posterior aumento da precisão dos cálculos em zonas críticas. A escolha do número, tamanho e organização dos elementos é por norma feito de modo automático pelo programa em função de margens de erro definidas pelo utilizador. No caso de se pretender um aumento da precisão dos cálculos, pode-se proceder a um aumento do número de elementos – refinamento. Se esta reorganização for feita de modo uniforme, pode conduzir a um aumento brusco do número de elementos, conduzindo a um aumento significativo da capacidade de processamento necessário. Assim, o refinamento pode ser feito de modo progressivo, sendo que a maior densidade de elementos encontrar-se-á em torno de regiões específicas a estudar ou com geometrias mais complexas (Figura 4.2)

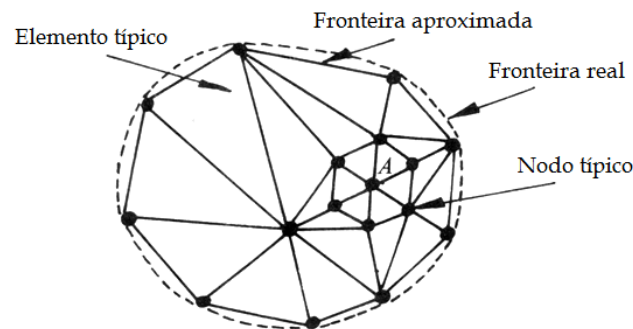


Figura 4.2 – discretização de uma estrutura com refinamento variável, adaptada de [25]

No final deste processo deveremos ter uma boa discriminação dos vários elementos, assim como da posição espacial de cada nó.

4.1.2 Escolha de uma interpolação adequada ao problema

A discretização de uma estrutura vem no seguimento de querermos descrever uma determinada grandeza física em pequenas zonas do espaço por funções simples – funções de interpolação. Do ponto de vista matemático, as funções mais simples que poderão servir os propósitos, são as funções polinomiais, uma vez que são facilmente integráveis e diferenciáveis [24, 25].

Note-se que neste caso concreto de aplicação do método dos elementos finitos, as funções polinomiais devolverão valores de potenciais.

Um polinómio deste género, para um espaço tridimensional será definido como a combinação linear dos coeficientes a_n com a sequência de variáveis descritas no esquema seguinte (Figura 4.3).

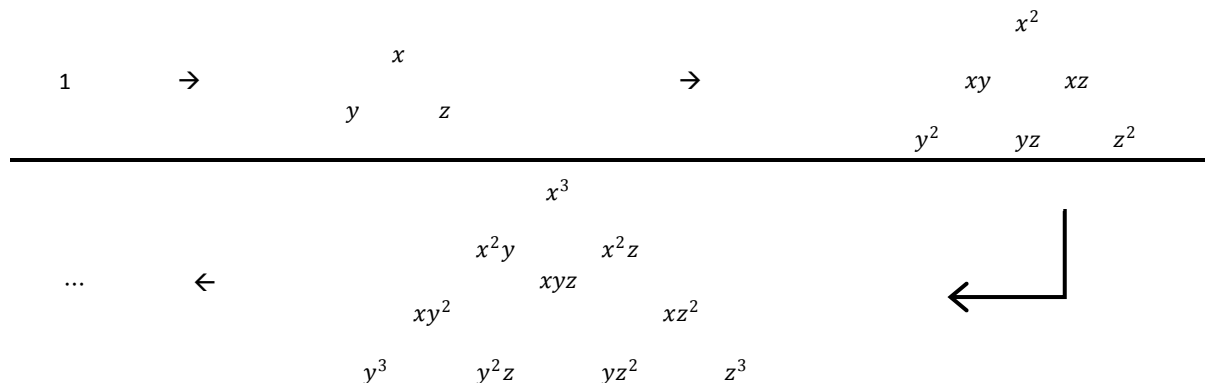


Figura 4.3 – Exemplificação da sequência de variáveis para um polinómio até grau 3 a 3 dimensões.

Como na prática é impossível computacionalmente trabalhar com polinómios de ordem muito grande, e como na prática o programa de simulação das avalanches nos detectores (Garfield), está limitado a polinómios de grau igual ou inferior a 2, limitamo-nos nós também a polinómios deste grau.

Um polinómio do primeiro grau em função das coordenadas espaciais, será definido pela seguinte função:

$$\phi(x, y, z) = a_0 + a_1x + a_2y + a_3z \quad (4.1)$$

Para definir este polinómio no interior de um elemento finito seriam necessários 4 nodos por tetraedro. Note-se que o campo eléctrico será posteriormente determinado com base na equação (3.7).

Deste modo, o campo num determinado ponto, partindo da função de interpolação anterior, equação (4.1), será definido por:

$$E = (-a_1, -a_2, -a_3) \quad (4.2)$$

Ora, como podemos constatar, o campo eléctrico, é invariante relativamente à posição dentro do elemento, o que não descreve apropriadamente a realidade.

Evoluindo para uma função de interpolação correspondente a um polinómio de segundo grau, (4.3), seriam necessários 10 nodos por elemento, o que efectivamente acontece na construção dos mapas de campo pelo Ansys®, (1 por vértice, e 1 ponto central de cada aresta) [26].

$$\phi(x, y, z) = a_0 + a_1x + a_2y + a_3z + a_4x^2 + a_5y^2 + a_6z^2 + a_7xy + a_8xz + a_9yz \quad (4.3)$$

O campo correspondente seria dado por:

$$E = (-a_1 - 2a_4x - a_7y - a_8z, -a_2 - 2a_5y - a_7x - a_9z, -a_3 - 2a_6z - a_8x - a_9y) \quad (4.4)$$

Ou seja, o campo eléctrico teria uma dependência linear com a posição dentro de cada elemento finito, e consequentemente teríamos uma aproximação mais próxima da realidade.

De notar que do ponto de vista computacional, a determinação dos coeficientes dos polinómios é feito com base em métodos numéricos.

4.1.3 Reajuste dos parâmetros das funções de interpolação

Dado que durante o passo anterior cada elemento era tratado de forma isolada na determinação dos respectivos coeficientes polinomiais, é necessário numa fase posterior reajustar estes mesmos coeficientes de modo a que haja uma continuidade das funções nos pontos partilhados por múltiplos elementos [24]. Este é de facto uma das principais limitações do método dos elementos finitos, e que no leva a muitos erros nos resultados. Repare-se que “força-se” que o potencial definido pelo polinómio seja contínuo, mas nenhuma análise do género é feita na derivada da função, ou seja, no campo. O exemplo seguinte visa de um modo esquemático, explicar esta limitação.

Consideremos, por uma questão de simplicidade de representação, dois elementos triangulares, com uma aresta comum (Figura 4.4). Os pontos A e B encontram-se dentro de cada elemento, e o ponto C é partilhado por ambos os elementos.

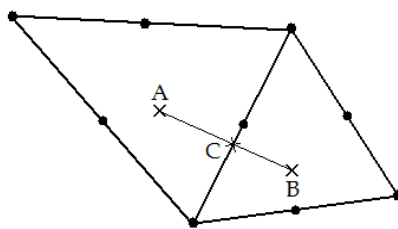


Figura 4.4 – Representação de 2 elementos finitos. Os pontos A e B encontram-se isolados dentro de cada elemento respectivamente, e o ponto C é partilhado por ambos.

Se a função de interpolação for um polinómio do segundo grau, então o potencial entre o ponto A e C e entre o ponto B e C terá uma variação parabólica, sendo que a função definida pelas funções entre A e C e entre B e C terá que obrigatoriamente ser contínua em C (Figura 4.5a). No entanto, aplicando a equação (3.7) aos polinómios criados por forma a obter o valor do campo, verificamos que se perde a continuidade neste ponto de junção dos elementos finitos (Figura 4.5b).

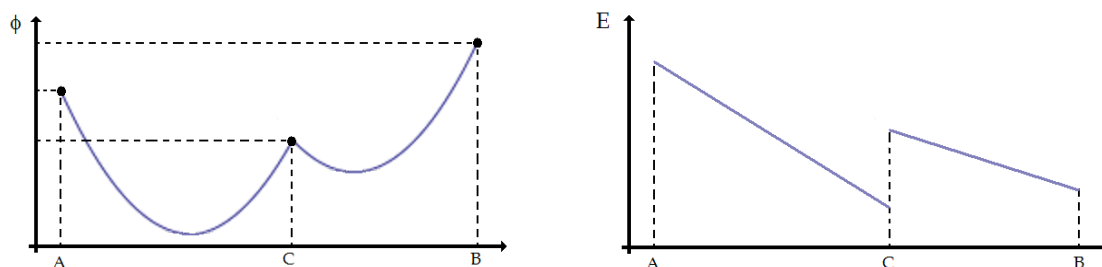


Figura 4.5 – a) Exemplo de variação do potencial entre A e B; b) Exemplo de variação do campo eléctrico entre A e B.

Por outro lado sabemos que para um meio onde a densidade volúmica de carga é nula (caso dos detectores quando não estão a ser irradiados), a equação (3.5) simplifica-se para $\nabla \cdot E = 0$. Aplicando a expressão ao campo da equação (4.4), obtemos:

$$\nabla \cdot E = -2a_4 - 2a_5 - 2a_6 \neq 0 \quad (4.5)$$

De onde se conclui que a equação de Maxwell, (3.5), não é verificada.

Como o nosso objectivo é obter um mapa de campo, ou seja, o valor do campo eléctrico para cada nodo, se estes valores de campo vierem afectados de erros como os enumerados, estes erros poderão ser propagados para os resultados que derivem destes valores.

Nas aplicações para este trabalho, o polinómio usado para interpolação foi de segundo grau. Apesar das desvantagens enumeradas, face às alternativas, era o que melhores resultados poderia apresentar.

4.2 Técnica de Monte-Carlo & Garfield

O processo de simulação das avalanches de electrões nos detectores, que se pretende para este trabalho, é conseguido através do uso de um software designado por Garfield, desenvolvido no CERN por Rob Veenhof [10].

Na vertente utilizada para os propósitos deste trabalho, ou seja, onde se visa seguir o movimento dos electrões ao longo das sucessivas e possíveis interacções ao longo do gás, o funcionamento do programa é baseado, de um modo geral, na técnica de Monte-Carlo [27], e em particular do método microscópico [10]. O diagrama apresentado na Figura 4.6 pretende ilustrar, de um modo simplista a simulação Monte-Carlo inerente ao percurso de cada electrão isoladamente.

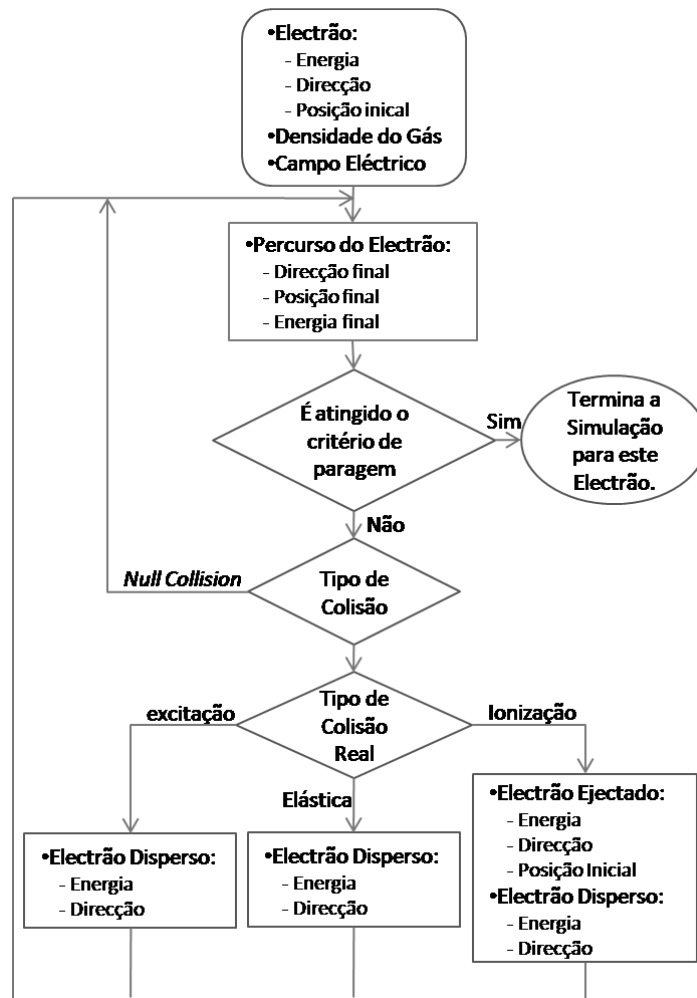


Figura 4.6 – Diagrama da simulação de Monte Carlo para cada electrão, adaptado de [27].

Note-se que não será simulada directamente a interacção dos fotões com os átomos do gás. Conhecemos à priori as interacções possíveis entre estes fotões e a matéria, pelo que partimos directamente da nuvem primária de electrões formada pelo fotão, cujo número de electrões será directamente proporcional à energia deste.

Uma primeira análise poderá levar-nos a pensar que o facto de desconhecermos a que distância da janela do detector se dá a interacção do fotão com a matéria, poderá conduzir-nos a um possível erro nos resultados. No entanto, note-se que de um modo geral, nos detectores existe uma zona de deriva e uma zona de multiplicação. Desde que possamos garantir que a maior parte das interacções se dá na zona de deriva, o erro devido à incerteza na posição inicial do fotão, será à partida pequeno o suficiente para poder ser desprezado.

Assim, partimos de um dado electrão, com energia, posição inicial e direcção conhecidas, inserido num gás com densidade conhecida, sob acção de um campo eléctrico igualmente conhecido. De seguida, este electrão descreve um percurso, ao fim do qual serão conhecidas a sua posição, direcção e energia finais. A forma como este percurso é simulado, está relacionada com o método microscópico [10].

Este método assenta essencialmente nos procedimentos do Magboltz [28] (O Magboltz é um software desenvolvido no CERN que resolve as equações de transporte de Boltzmann para electrões em misturas gasosas, sob influência de campo eléctrico e magnético), e como tal deve devolver resultados que sejam estatisticamente compatíveis com as tabelas deste.

Entre colisões com as moléculas do gás, o electrão descreve uma trajectória como se estivesse no vácuo. A distância percorrida entre colisões resulta numa distribuição exponencial, onde o parâmetro da distribuição é o livre percurso médio do electrão que é dependente da energia deste. A técnica da colisão nula (*null collision*) [29], é usada para corrigir as variações do livre percurso médio como resultado da mudança da energia cinética do electrão entre colisões.

De facto, a frequência de choques depende da velocidade do electrão. Sendo que ao longo de uma trajectória parabólica entre colisões a velocidade varia por acção do campo eléctrico é necessário levar este facto em conta.

A frequência entre choques é obtida a partir das secções eficazes σ , e da velocidade do electrão, u , por [29]

$$v(u) = Nv\sigma(u) \neq \text{constante} \quad (4.6)$$

Onde N é a densidade de moléculas do gás. A velocidade varia linearmente no tempo de acordo com

$$u = u_i + at \quad (4.7)$$

pelo que a probabilidade $P(\tau)$ do tempo de voo ser maior do que τ é dada pela expressão

$$P(\tau) = \exp\left(-\int_{t=0}^{\tau} v(|u_i + at|)dt\right) \quad (4.8)$$

A partir desta equação é possível determinar um tempo de voo gerando $P(\tau)$ com uma distribuição uniforme S ($0 < S < 1$), tal que $P(\tau) = S$, e resolvendo em ordem a τ . No entanto esta operação é muito demorada computacionalmente, o que invalida a aplicação do método.

No entanto, a determinação de um tempo de voo considerando uma frequência de colisões constante é bastante simples e rápida:

$$\tau = v^{-1} \ln(S) \quad (4.9)$$

Assim, o método usado pelo Magboltz estende o caso de uma frequência de colisões independente da velocidade para o caso em que tal não se verifica usando um artifício matemático: é escolhida uma frequência de colisão, v' , maior do que a verdadeira frequência. Assim, em cada interacção, um passo mais pequeno que o verdadeiro tempo de voo é simulado considerando que uma fracção $1 - v(u)/v'$ dá origem a colisões nulas (sem perturbação da trajectória do electrão). No caso da colisão ser nula, uma nova iteração é feita considerando uma frequência de colisão actualizada, u' , (em função da nova velocidade do electrão) a partir do ponto da trajectória até aí simulada.

Desta forma, a trajectória entre choques é simulada em pequenos segmentos actualizando, no fim de cada um deles, a frequência de colisão.

Cada colisão com cada molécula do gás é classificada do seguinte modo [10]:

- Elástica: há conservação da energia;
- Inelástica: o electrão excita uma molécula do gás e perde energia durante o processo;
- Super-elástica: interacções em que o electrão ganha energia;
- *Attachment*: perda do electrão por *attachment* (a colisão do electrão com a molécula do gás, resulta na associação definitiva de ambos os corpos, culminando na criação de um ião negativo);
- *Ionização*: produção de um electrão adicional.

A escolha é feita de acordo com a secção eficaz de cada processo para a energia do electrão imediatamente antes da colisão. Esta informação para cada tipo de interacção é facultada pelo Magboltz.

No caso de o electrão provocar uma excitação ou uma colisão elástica, é guardada a informação sobre a energia, direcção e posição do electrão no fim do passo, que servirá de informação inicial ao reinício do ciclo. Caso seja provocada uma ionização, passam a haver dois electrões presentes. Para o electrão inicial é conservada a informação pertinente, e com base nela volta-se para o início do ciclo. Para o electrão ejectado é obtida a mesma informação, e começado um processo de simulação independente para este novo electrão. De notar que as colisões elásticas são sempre possíveis. No entanto, para que se dê quer a excitação quer a ionização, é necessário que a energia do electrão seja superior à energia limiar de excitação e de ionização, respectivamente [27].

Este processo de simulação é feito até que o critério de paragem seja verificado. Dado que o método no seu geral tem como objectivo estudar os processos de avalanche electrónica dentro do gás, a simulação é terminada assim que todos os electrões produzidos tiverem uma energia inferior à energia de ionização do referido gás, ou seja, assim que a probabilidade de ocorrência de uma ionização for nula. Do ponto de vista da “história” de cada electrão isolado, os critérios são os seguintes [10]:

- O electrão atinge um eléctrodo;
- É criado um ião negativo por Attachment;
- Devido ao efeito de difusão, o electrão “sai” do volume simulado.

A simulação será terminada assim que todas as simulações de cada electrão isolado estiverem concluídas.

4.3 Linhas de Deriva & Método de Runge-Kutta-Fehlberg

Ao contrário do método microscópico, onde se evidenciam as interacções a nível microscópico, é possível, usando o Garfield, estudar as linhas de deriva médias quer dos iões quer dos electrões. Por se tratarem de uma medida macroscópica, e por representarem apenas uma tendência média das partículas, são independentes dos do gás do meio. Esta informação é obtida a partir de (3.8), que é função do campo em cada ponto. Ora, como a referida equação é uma equação diferencial, é necessário um método numérico para a determinação da respectiva solução. Para o efeito, o Garfield utiliza o método de Runge-Kutta-Fehlberg [10].

Este método é inicializado com uma posição inicial e o vector de velocidade para esse mesmo ponto, e um passo temporal (dt). A cada passo são determinadas duas aproximações para a solução da equação, uma usando o método de Runge-Kutta de segunda ordem (z_2), e outra usando o mesmo método de terceira ordem (z_3), e é feita a comparação entre ambas. Se os dois valores estiverem em concordância, para uma dada precisão, a aproximação é aceite. Se houver uma discrepância entre os valores, o passo temporal é reduzido (dt') de acordo com (4.10). Se as duas soluções forem concordantes em mais algarismos significativos do que o requerido, então o passo é aumentado.

$$dt' = dt \sqrt{\frac{\text{precisão}}{|z_2 - z_3|}} \quad (4.10)$$

A iteração termina quando uma das seguintes condições é satisfeita:

- A partícula atinge um eléctrodo;
- O número de passos atinge o limite máximo permitido;
- A velocidade da partícula é zero ou inferior a zero;

- A partícula movimenta-se no sentido oposto ao do eléctrodo do qual se deveria estar a aproximar;
- O valor de precisão requerido é atingido;
- Há uma alteração de mais de 90° na linha de deriva.

A vantagem deste método assenta no facto de poder usar passos longos em zonas onde o campo eléctrico é aproximadamente constante, e pequenos passos em volumes com campo variável, poupando tempo computacional e melhorando, no global, a precisão dos cálculos.

4.4 Weighting Fields & Sinais

Na prática, quando se pretende fazer a detecção de radiação usando os referidos detectores, o que é de facto medido pela electrónica do sistema é um sinal associado a um determinado eléctrodo. Durante o processo de avalanche, electrões e iões são gerados na proporção de 1:1. Os electrões, gerados por norma perto da estrutura, movem-se na direcção dos eléctrodos a uma velocidade elevada (normalmente com um tempo de deriva na escala dos nanosegundos), e por conseguinte resultam num curto impulso. Por outro lado os iões, que apresentam uma massa muito superior, movem-se no sentido contrário, a uma velocidade muito inferior (tipicamente três ordens de grandeza abaixo da dos electrões). Este movimento lento resulta num sinal de duração relativamente longa. Além disso, esta movimentação das cargas, induz um sinal não só no eléctrodo em que estamos a medir, mas em todos os restantes eléctrodos do detector. Estes sinais induzidos levam à introdução de um novo conceito: *weighting fields* [10, 22]. Suponhamos três eléctrodos com potenciais V_1 , V_2 e V_3 , e com uma carga Q_1 , Q_2 e Q_3 respectivamente, inseridos numa câmara fechada. A Figura 4.7a esquematiza uma configuração possível deste exemplo.

Numa fase inicial, consideremos que esta câmara que se encontra isolada do exterior, pelo que não haverá nenhuma restrição à variação de potencial e/ou de carga em cada eléctrodo. Se nestas circunstâncias for criada uma carga Q dentro do detector, simplesmente haverá uma variação de potencial em cada eléctrodo, tendo em conta a influência que cada um exerce sobre os restantes (Figura 4.7b).

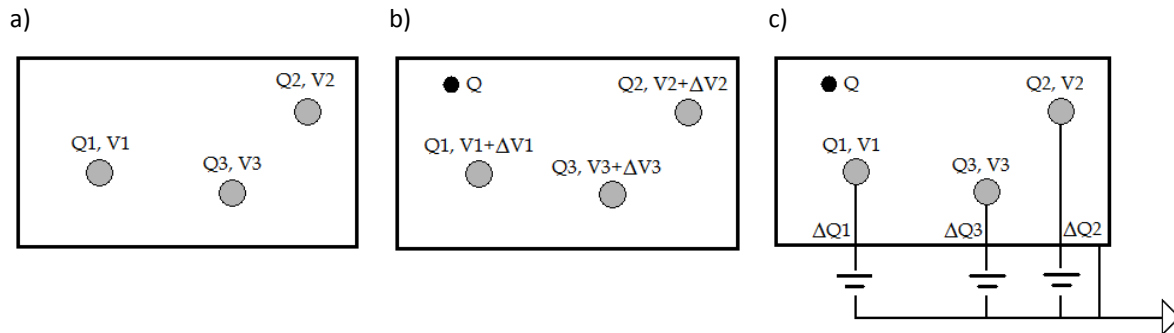


Figura 4.7 – a) Possível configuração de eléctrodos; b) Adição de carga na situação em que a câmara está isolada; c) Adição de carga na situação em que cada eléctrodo é ligado a uma fonte de tensão

Num dispositivo real, tal como as microestruturas estudadas, os potenciais dos eléctrodos são forçados a serem constantes por acção de fontes de tensão externas (Figura 4.7c) e, portanto a carga criada dentro da câmara, passa a ter uma influência não sobre o potencial de cada eléctrodo, mas faz com que haja uma variação de carga em cada um. Como o detector é isolado, então:

$$\Delta Q_1 + \Delta Q_2 + \Delta Q_3 = 0 \quad (4.11)$$

A carga criada vai começar então a derivar em alguma direcção. Assim, para cada instante de tempo em que a partícula se encontra numa posição distinta, a carga em cada eléctrodo vai ser alterada, verificando-se sempre (4.11). Ora, como a variação temporal da carga define uma corrente, (4.12), então

torna-se óbvio que o movimento de deriva da referida carga, vai induzir uma corrente em cada um dos eléctrodos.

$$i = \frac{dq}{dt} \quad (4.12)$$

Esta corrente induzida será proporcional à velocidade a que a carga se desloca, \vec{v} , e também à posição em que ela se encontra, \vec{r} . A dependência com a posição não se dá de um modo directo. Ao invés, é feita através de uma quantidade vectorial, que se relaciona com a posição, a que chamamos *weighting field*, \vec{E}_w . Assim o integral da corrente sobre o tempo, pode ser definido de acordo com (4.13) [10, 22].

$$\int idt = Q \int \vec{v} \vec{E}_w(\vec{r}) dt \quad (4.13)$$

Pela análise de (4.13), podemos inferir que as unidades de \vec{E}_w são de m^{-1} , pelo que é possível concluir que o *weighting field* não é um campo eléctrico, é sim uma propriedade de cada eléctrodo. O *weighting field* para um determinado eléctrodo é calculado, colocando o referido eléctrodo a um potencial de 1, e todos os restantes a 0. De notar que estes potenciais não têm unidades Volts, pois são adimensionais.

Considerando a velocidade como o diferencial da posição, conforme (4.14),

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (4.14)$$

e substituindo em (4.13), obtemos:

$$\begin{aligned} \int idt &= Q \int \frac{d\vec{r}}{dt} \vec{E}_w(\vec{r}) dt \Leftrightarrow \\ \int idt &= Q \int d\vec{r} \vec{E}_w(\vec{r}) \Leftrightarrow \\ \int idt &= Q(V_w(end) - V_w(start)) \end{aligned} \quad (4.15)$$

Como V_x pode apenas assumir valor 0 ou 1, então $\int idt$ medido num eléctrodo pode apenas ser 0 ou $\pm Q$. No caso de a deriva se dar entre eléctrodos que estão a potencial 0, então a corrente induzida nesse caso será nula. Se se der entre um destes eléctrodos, e o eléctrodo com potencial unitário, então a corrente induzida será $\pm Q$ dependendo do sentido do movimento.

No caso de o movimento da carga se dar paralelamente ao eléctrodo, temos também $\int idt = 0$, dado que nem $V_w(end)$ nem $V_w(start)$ são iguais a 1.

Deste modo, para cada eléctrodo em que na prática é mensurável um sinal, consegue-se determinar através da simulação, qual será o sinal expectável. A determinação dos *weighting fields* é articulada entre o Ansys® e o Garfield, para posterior cálculo dos sinais devido à deriva de electrões e de iões, resultantes da avalanche, no Garfield.

Neste trabalho não foi possível passar a esta análise, mas será de facto um próximo passo a seguir, pois cremos que poderá aprofundar o estudo a nível teórico dos detectores.

5 Metodologia e Resultados

Tendo em conta toda a fundamentação referida atrás, é possível, usando como já referido, o Ansys® e o Garfield, proceder à simulação de vários detectores.

Genericamente, a metodologia de trabalho assentou nos seguintes pontos, pela respectiva ordem:

1. Modelização das estruturas no Ansys®;
2. Criação dos mapas de campo eléctrico;
3. Importação dos mapas de campo para o Garfield;
4. Estudo, no Garfield, dos processos de avalanche, de deriva de iões e estudos afins

Note-se que os detectores referidos na secção 3.1 apresentam, como já referido, uma multiplicidade de configurações, que resultam da aplicabilidade específica de cada um. Se considerarmos, que as dimensões e formas de cada componente da estrutura, os campos aplicados, o meio gasoso usado, e toda uma outra colecção de factores influencia significativamente as propriedades do detector, a fim de se reduzir consideravelmente o número de combinações possíveis de diferentes configurações, procurou-se, na literatura, encontrar os parâmetros que garantissem os melhores desempenhos para as diferentes estruturas, deixando apenas um parâmetro variável em cada detector (potencial entre o eléctrodo inferior e o superior da camada isoladora, no caso das estruturas baseadas em GEM's, e o potencial entre cátodos e ânodos, no caso de estruturas baseadas em MHSP's). Esta tentativa de simular microestruturas em tudo idênticas às referenciadas na literatura, é importante na medida em que é fundamental um elemento de comparação com os mesmo simulados.

Deste modo, foram simuladas sete configurações de detectores, baseadas em 4 estruturas: GEM; MHSP; Thick-GEM; e Thick-MHSP. A modelização destas estruturas, e respectivas dimensões das células unitárias é apresentada na Tabela 5.1, considerando para o efeito o sistema de eixos (a utilizar doravante) representado na Figura 5.1.

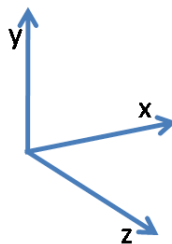
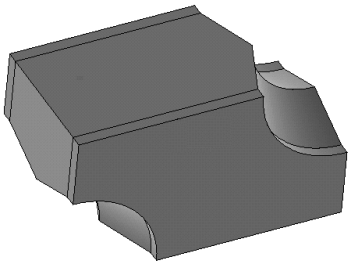
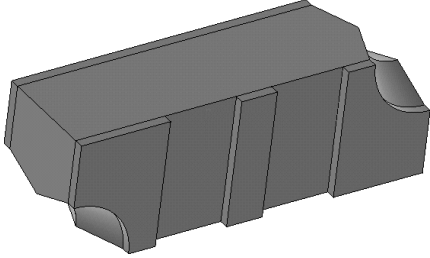
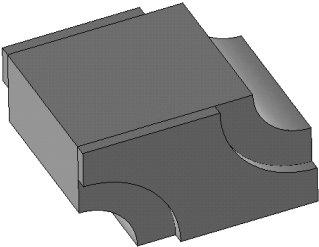
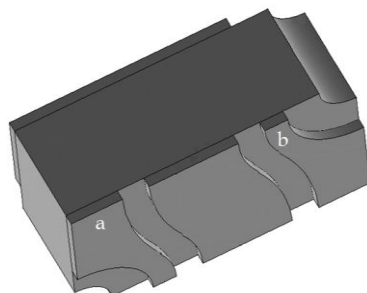


Figura 5.1 - Eixo de coordenadas cartesianas com o qual as modelizações seguintes se identificam

Tabela 5.1 - Representação de cada célula unitária modelizada, e respectivas dimensões

Estrutura		Dimensões / μm	
GEM		$L_x = 121$ $L_y = 70$ $L_{Kapton} = 50$	$L_{metal} = 5$ $r_{interno} = 30$ $r_{externo} = 40$
MHSP		$L_x = 200$ $L_y = 70$ $L_{Kapton} = 50$ $L_{metal} = 5$	$L_{ânodo} = 20$ $L_{cátodo} = 100$ $r_{interno} = 25$ $r_{externo} = 35$
Thick-GEM		$L_x = 610$ $L_y = 350$ $L_{PCB} = 400$	$L_{metal} = 30$ $r = 150$ $rim = 100$
Thick-MHSP		$L_x = 870$ $L_y = 500$ $L_{PCB} = 300$ $L_{metal} = 30$ $L_{ânodo} = 270$	$L_{cátodo_a} = 155$ $L_{cátodo_b} = 80$ $r = 105$ $rim = 100$

De referir que as simulações efectuadas para as microestruturas espessas, em particular para a Thick-MHSP, apresentam-se como estudos pioneiros no género, dado o facto de estas serem bastante recentes.

Com base nestas 4 estruturas, definiram-se para simulação, 7 configurações: GEM; MHSP; F-R-MHSP (*flipped-reversed-MHSP*); Thick-GEM; Ref-Thick-GEM (Thick-GEM com fotocátodo reflectivo); Thick-MHSP; e F-R-Thick-MHSP (*flipped-reversed-Thick-MHSP*).

Note-se que do ponto de vista da simulação o funcionamento das estruturas em modo de ionização directa (a radiação interage directamente com o gás) ou utilizando um fotocátodo transmissivo é semelhante, pois o Garfield não simula a interacção dos fótons com o fotocátodo, e portanto é como se os electrões fossem simplesmente largados sobre a estrutura, relativamente afastados desta.

A Tabela 5.2 sumariza os parâmetros em estudo em cada estrutura.

Tabela 5.2 - Propriedades simuladas para cada configuração

Estrutura	Configuração	Ganho	Eficiência de recolha	ETE	IBF
GEM					
MHSP	MHSP	×	×		
	F-R-MHSP				×
Thick-GEM	Thick-GEM	×		×	
	Ref-Thick-GEM	×		×	
Thick-MHSP	Thick-MHSP	×	×*		
	F-R-Thick-MHSP				×

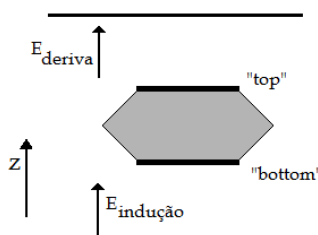
Na GEM não se pretende fazer nenhum estudo extensivo, ao contrário das restantes estruturas. Pretende-se apenas que sirva de introdução ao tipo de resultados a apresentar para as demais estruturas.

Em todas as estruturas em estudo foi criado o mapa de campo apenas de uma célula unitária, sendo que a distância em z deste volume foi tal que garantisse que o campo eléctrico ao longo dessa direcção era constante a partir desse ponto. Uma vez feito o mapa de campo, o Garfield permite a periodicidade da estrutura de modo que ela represente um detector real. De salientar que para as simulações realizadas ao longo deste trabalho foram utilizadas a temperatura ambiente, a pressão atmosférica.

5.1 GEM

A tabela seguinte resume as características da estrutura simulada.

Tabela 5.3 - Características de funcionamento da GEM, e esquema representativo da orientação dos campos eléctricos

	<p>Gás: Xénon 100%</p> <p>$E_{deriva} = 500V/cm$</p> <p>$E_{indução} = 4kV/cm$</p> <p>$\Delta V_{GEM} = 475 V$</p>
---	---

Os campos apresentados são o valor do campo a uma distância tal que se possa assumir que o campo é constante, a apresenta apenas uma componente segundo z . A Figura 5.2 representa a componente em z do campo eléctrico, perpendicularmente à estrutura, passando pelo centro de um dos buracos.

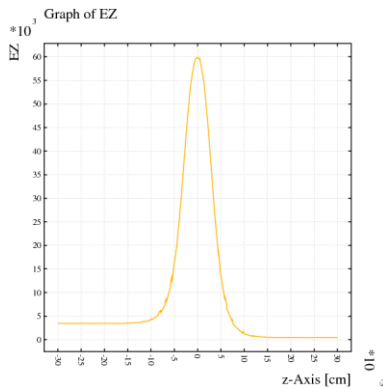


Figura 5.2 - Componente Z do campo eléctrico, para $\Delta V_{GEM} = 475 V$, ao longo de uma recta perpendicular à estrutura e que passa pelos buracos. As unidades do campo são em V/cm

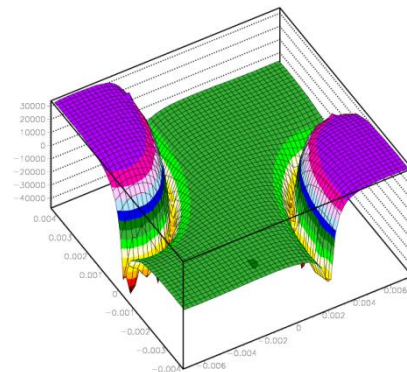


Figura 5.3 - Componente z do campo eléctrico imediatamente sobre o "top", para uma célula unitária. O campo (eixo z) aparece em V/cm, enquanto que os outros eixos estão em cm

Como é possível verificar pela análise do referido gráfico, o campo é aproximadamente constante nas zonas afastadas da estrutura. À medida que nos aproximamos do detector, o campo aumenta significativamente, atingindo o máximo no centro do Kapton. A Figura 5.3 corresponde à mesma componente do campo eléctrico, no plano paralelo ao detector, imediatamente sobre este, ao longo de uma célula unitária. Verifica-se que na zona dos buracos o campo é substancialmente maior, e positivo, o que traduz o comportamento dos electrões que são transmitidos através dos buracos. Isto traduzir-se-á na concentração das linhas de campo dentro do buraco conduzindo ao processo de avalanche nas proximidades dos buracos. Na Figura 5.4 as linhas de deriva dos electrões na estrutura, partindo de uma posição positiva:

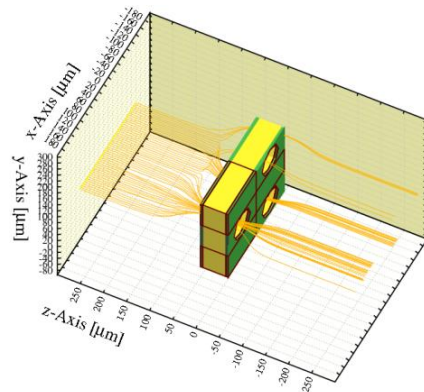


Figura 5.4 - Representação das linhas de deriva dos electrões

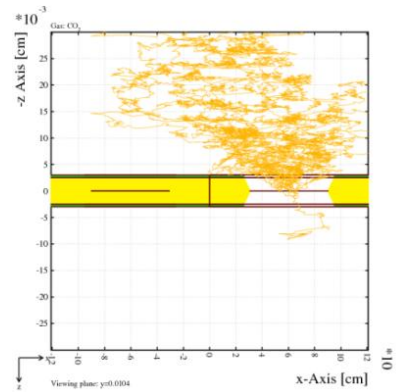


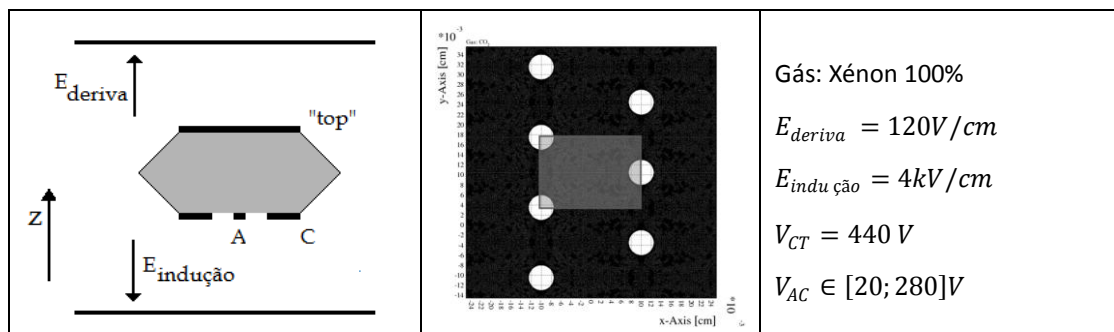
Figura 5.5 - Representação de um processo de avalanche

Analisando as linhas de deriva média dos electrões, será expectável que os electrões, para este potencial, converjam para os buracos, e de seguida sejam encaminhados através destes para a parte inferior do detector. A "fotografia" microscópica (Figura 5.5), segundo um corte transversal da estrutura, comprova que de facto é dentro do buraco que se dão as ionizações que levam ao processo de avalanche. Nesta figura é claramente visível o fenómeno de difusão a que os electrões estão sujeitos, comparando com as linhas de deriva, ainda que o campo de indução seja relativamente elevado. O electrão primário é largado relativamente perto da estrutura uma vez que só se começam a verificar ionizações perto do buraco. Esta decisão não só poupa tempo e recursos computacionais, como ainda diminui consideravelmente o risco de perdermos o electrão por difusão para fora do volume simulado, o que se traduziria numa condição de peragem da simulação.

5.2 MHSP

A Tabela 5.4 resume os parâmetros de simulação da MHSP, tendo especial atenção para o facto de o V_{AC} ser um valor variável, pelo que será estudada a estrutura em função de V_{AC} .

Tabela 5.4 - Características de funcionamento da MHSP, esquema representativo da orientação dos campos eléctricos, e área de distribuição dos electrões.



Dado o sentido do campo eléctrico aplicado, quer na zona de indução, quer na zona de deriva, os electrões existentes na câmara, são direccionados na direcção da microestrutura. Dependendo do potencial aplicado entre ânodos e cátodos, este encaminhamento pode ser feito maioritariamente para os ânodos, ou para os cátodos. A Figura 5.6 representa as linhas de deriva dos electrões para o caso em que $V_{AC} = 20V$. Neste caso específico, as linhas, que traduzem a trajectória média dos electrões, convergem nos buracos, e culminam na sua recolha pelo cátodo. No caso em que o $V_{AC} = 280V$ (valor máximo simulado), (Figura 5.7), dá-se igualmente uma convergência das linhas médias nos buracos, onde se dá uma avalanche primária de electrões, mas ao invés de serem recolhidas nos cátodos, são recolhidas nos ânodos. Devido à reduzida dimensão deste, existe nova convergência das linhas de deriva, traduzindo-se num aumento de energia dos electrões, culminando num segundo processo de avalanche. A Figura 5.8 ilustra o processo microscópico para este segundo caso, onde se constata a multiplicação de carga perto do ânodo, e respectiva recolha (de lembrar, a possível discrepância de resultados entre as linhas médias de deriva e o processo microscópico devido ao já referido fenómeno de difusão).

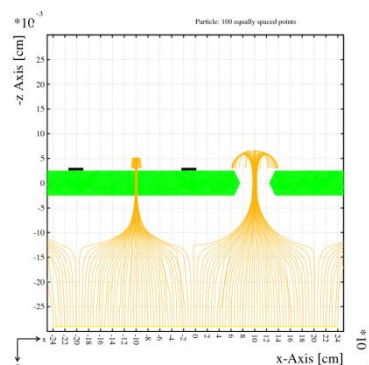


Figura 5.6 - Representação das linhas de deriva dos electrões para $V_{AC} = 20V$

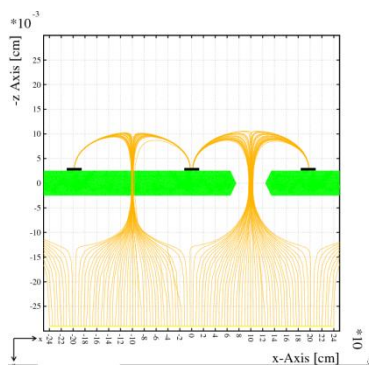


Figura 5.7 - Representação das linhas de deriva dos electrões para $V_{AC} = 280V$

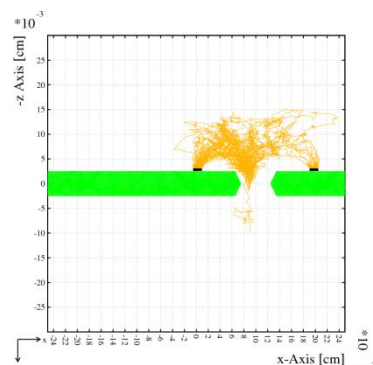


Figura 5.8 - Representação de um processo de avalanche para $V_{AC} = 280V$

Analisando a variação do campo eléctrico imediatamente sobre a estrutura (Figura 5.10), no caso em que $V_{AC} = 280V$, verificamos que no centro dos buracos o campo é elevado, o que traduz a focagem dos electrões para dentro do furo. Na zona de fronteira do furo, nota-se que o campo tem a direcção oposta, o que provoca que os electrões sejam ligeiramente repelidos, evitando que colidam com o Kapton™.

Como será expectável, o número total de electrões produzidos durante este processo (ganho absoluto), será dependente de V_{AC} . A Figura 5.9 apresenta esta variação, de acordo com as simulações feitas usando o método microscópico, para um conjunto de 50 electrões primários, colocados aleatoriamente sobre a área apresentada na Tabela 5.4, a uma distância fixa do detector, assim como os valores experimentais [5], para as mesmas condições.

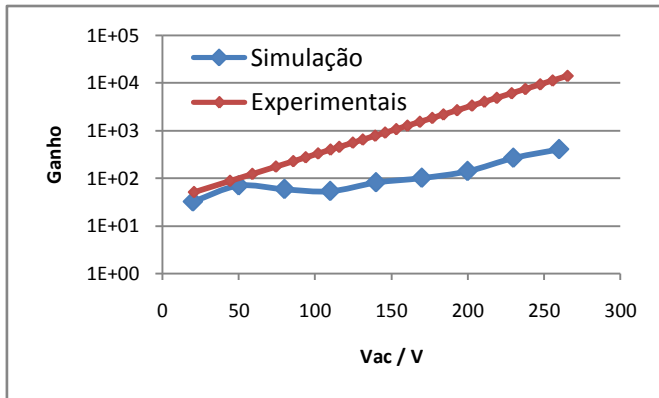


Figura 5.9 - Variação do ganho em função de V_{ac} , para valores simulados e experimentais [5]

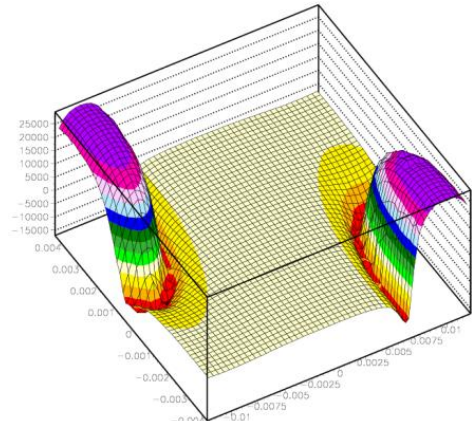


Figura 5.10 - Componente z do campo eléctrico imediatamente sobre o "top", para uma célula unitária, considerando $V_{AC} = 280V$. O campo (eixo z) aparece em V/cm , enquanto que os outros eixos estão em cm

Analisando os resultados da simulação verifica-se que a MHSP aumenta o ganho, com o aumento o V_{AC} , pelo menos até ao potencial máximo representado. No entanto, se compararmos os valores simulados com os valores experimentais, verifica-se que existe uma diferença na ordem de grandeza dos respectivos valores, sendo que os experimentais são mais elevados. Esta discrepância, que será constante ao longo do trabalho, como se irá constatar, pode ser devida a vários factores. Desde os mapas de campo eléctrico criados pelo Ansys® que podem não ser suficientemente bons, passando por um desajuste entre os fenómeno reais, e os simulados, terminando no uso não optimizado do software. Para o presente trabalho, a causa destas diferenças não foi objecto de estudo, pelo que se tratará de um trabalho futuro a realizar. Apesar disto, o comportamento de ambos os resultados é semelhante, pelo que parece adequado o uso da técnica de simulação.

Os valores experimentais correspondem ao número de electrões produzidos por electrão primário, que são recolhidos no ânodo. Para fazer um estudo, ainda que qualitativo, do número de electrões criados na simulação que são recolhidos no ânodo, são apresentados na Figura 5.11, a posição final de cada electrão ao longo da posição z . No caso de estar esteja compreendida no espaço correspondente aos eléctrodos, é apresentada a posição final de cada um destes electrões ao longo da posição x (Figura 5.12), para $V_{AC} = 280V$.

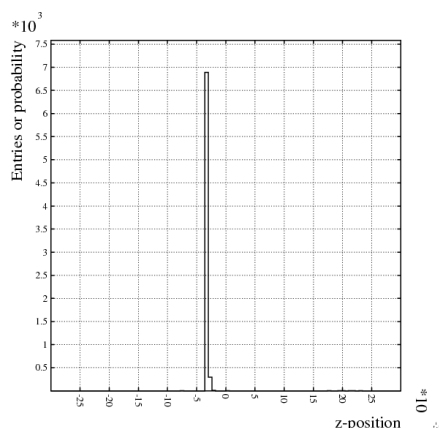


Figura 5.11 - Histograma da posição final dos electrões segundo Z, para $V_{AC} = 280V$

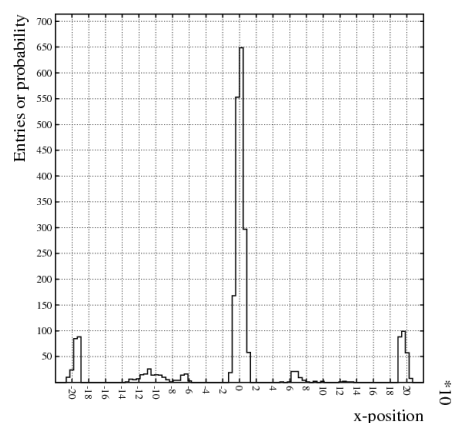


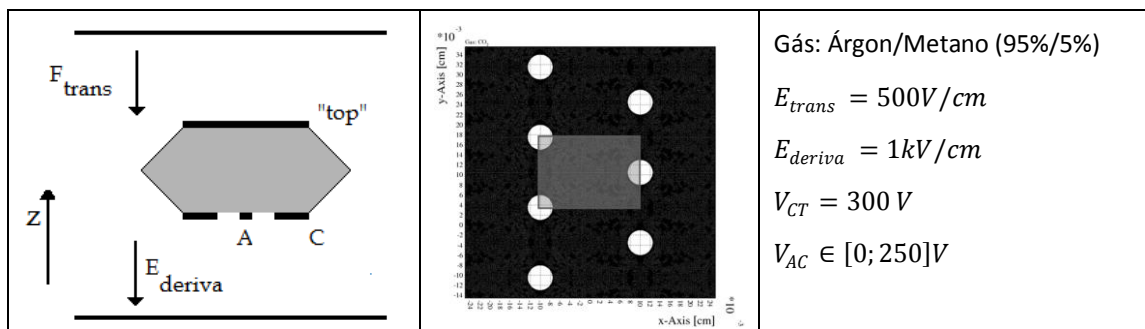
Figura 5.12 - Histograma da posição final dos electrões segundo x, para $V_{AC} = 280V$, caso a posição final em z, corresponda à posição dos eléctrodos

Como é possível analisar destes histogramas, para este potencial, a grande maioria dos electrões é recolhido nos eléctrodos da MHSP. Destes, a grande maioria é recolhida no ânodo central, sendo a minoria recolhidos nos cátodos, pelo que podemos inferir por esta análise, que a eficiência de recolha, será elevada.

5.3 F-R-MHSP

Na Tabela 5.5 apresenta-se a informação sobre as condições de funcionamento de F-R-MHSP. Do ponto de vista da estrutura modelizada, esta não difere da MHSP. No entanto, os campos deverão ser tais que permitam aos iões existentes na parte superior do detector (no configuração apresentada), fluir através dos furos. Nesta configuração os potenciais nos eléctrodos terão de necessariamente verificar a condição $V_A \leq V_C$.

Tabela 5.5 - Características de funcionamento da F-R-MHSP, esquema representativo da orientação dos campos eléctricos, e área de distribuição dos electrões.



O objectivo desta configuração específica visa drenar os iões em direcção aos eléctrodos. No entanto é fundamental que os electrões, criados no fotocátodo, sejam simultaneamente capazes de serem transmitidos através da estrutura. As Figura 5.13 e Figura 5.14 ilustram, para $V_{AC} = 0$, as linhas de deriva quer dos iões quer dos electrões. Se $V_{AC} = 0$ significa que a estrutura apresenta um funcionamento semelhante ao de uma GEM. Assim sendo, é possível verificar que para os iões, grande parte destas linhas é transmitida através dos furos, sendo que são também recolhidas no "top". Quanto às linhas dos electrões, a maioria é recolhida nos cátodos, pelo que se espera que a capacidade de transmissão dos electrões seja reduzida.

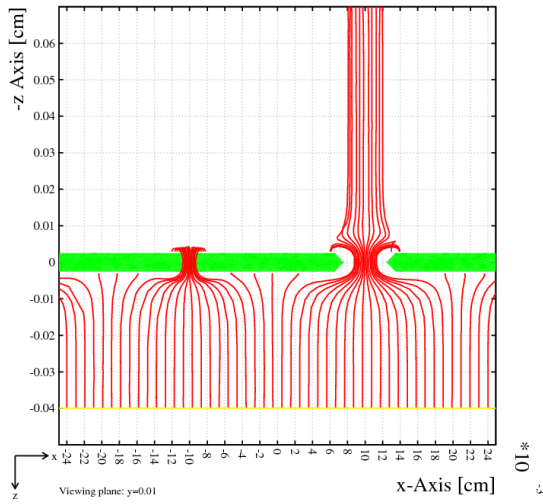


Figura 5.13 - Linha de deriva dos iões para $V_{AC} = 0$

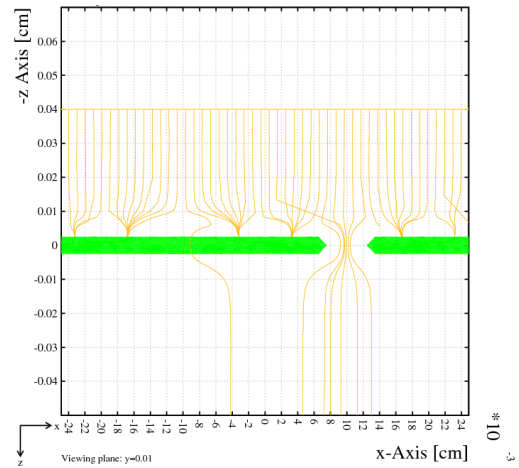


Figura 5.14 - Linha de deriva dos electrões para $V_{AC} = 0$

A Figura 5.15 representa as linhas de deriva, para $V_{AC} = 250$. De notar que nesta configuração, grande parte das linhas de deriva dos iões convergem nos ânodos, ainda que algumas, poucas, sejam transmitidas por completo. Quanto as linhas de deriva dos electrões (Figura 5.16), verificamos que são focados nos buracos, pelo que a transmissibilidade dos electrões aumenta.

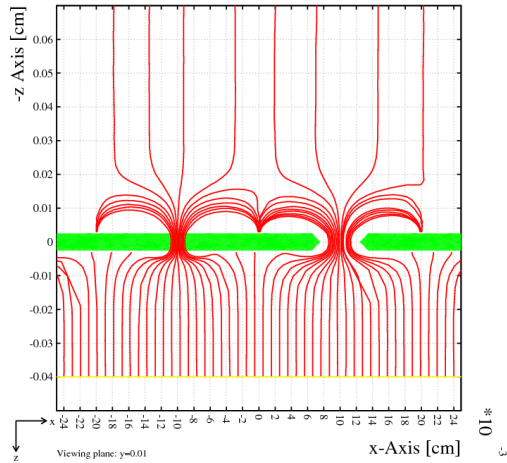


Figura 5.15 - Linha de deriva dos iões para $V_{AC} = 250$

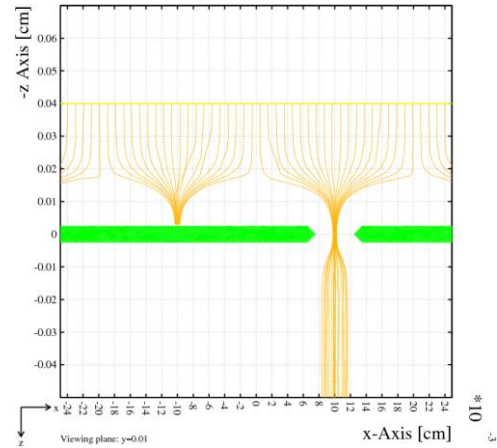


Figura 5.16 - Linha de deriva dos electrões para $V_{AC} = 250$

Assim, para este potencial, verificamos qualitativamente que a quantidade iões drenados será maior, o consequentemente o IBF será baixo, enquanto que simultaneamente a estrutura consegue fazer passar através dela electrões.

Para estudar o efeito de V_{AC} no valor de IBF, foram estudadas as derivas de 50000 iões, colocados aleatoriamente sobre a área representada na Tabela 5.5, a uma distância constante da estrutura. A Figura 5.17 mostra a variação do valor de IBF, em função de V_{AC} , variável entre 0 e 250V.

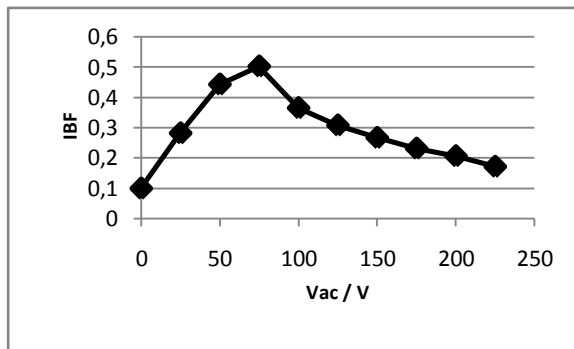


Figura 5.17 - Variação de IBF com Vac, determinada pela simulação

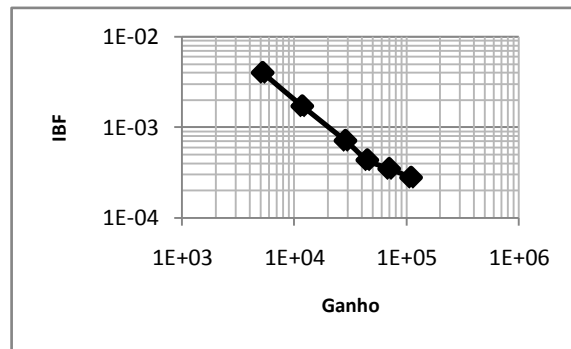


Figura 5.18 - Variação de IBF com o ganho. Valores experimentais [8]

A variação de IBF apresenta um comportamento um pouco diferente daquilo que seria esperado, dada a subida deste valor até V_{AC} próximo de 100V, verificando apenas a descida após este valor. Como na prática torna-se complicado implementar uma F-R-MHSP isolada, os resultados existentes na literatura (Figura 5.18) [8], correspondem a um detector com estruturas em cascata, onde é usada uma F-R-MHSP, e o valor de IBF é apresentado em função do ganho total do detector. Deste modo torna-se complicado comparar os resultados da simulação com os da prática, pois existem vários factores que não são tidos em conta na simulação. Ainda assim, será de crer que os valores da simulação estejam aquém daquilo que se verifica experimentalmente.

5.4 Thick-GEM

Na tabela seguinte são apresentados os parâmetros de simulação para esta configuração, sendo que para esta particular, a variação de potencial entre a parte superior e inferior da estrutura, ΔV_{THGEM} varia entre o intervalo de 100V e 1500V.

Tabela 5.6 - Características de funcionamento da Thick-GEM, esquema representativo da orientação dos campos eléctricos, e área de distribuição dos electrões.

		<p>Gás: Árgon/Metano (95%/5%)</p> <p>$E_{deriva} = 100V/cm$</p> <p>$E_{indução} = 3kV/cm$</p> <p>$\Delta V_{THGEM} \in [100; 1500]V$</p>
--	--	---

Comparando as linhas de deriva dos electrões, Figura 5.19 e Figura 5.20, para $\Delta V_{THGEM} = 100$ e $\Delta V_{THGEM} = 1500$ respectivamente, verificamos que no primeiro caso não há grande convergência das linhas de campo dentro do buraco (partindo de baixo na referida representação), pelo que será de esperar uma reduzida multiplicação de carga. No segundo caso, nota-se a confluência das linhas no interior do buraco, pelo que será expectável uma maior amplificação de carga. Em ambos os casos nota-se um comportamento estranho em algumas linhas de deriva. Este fenómeno será provavelmente devido a valores de campo errados, em alguns elementos finitos, determinados pelo Ansys®.

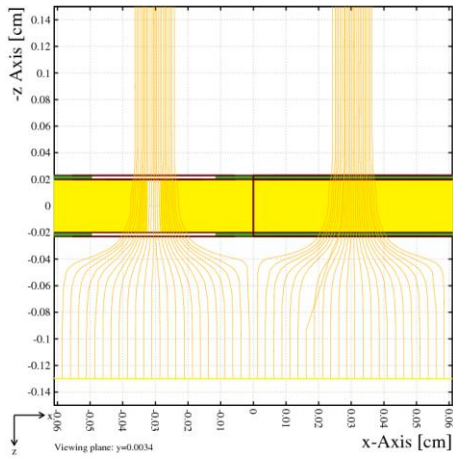


Figura 5.19 - Linha de deriva dos electrões para $\Delta V_{THGEM} = 100$

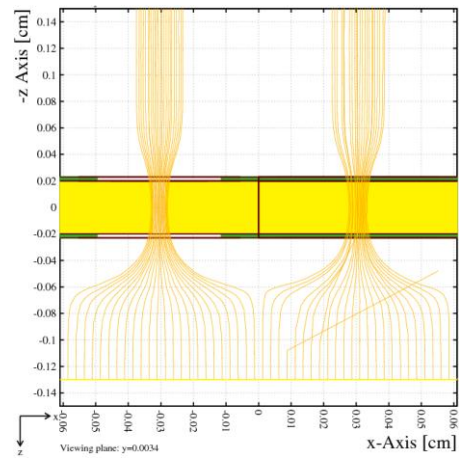


Figura 5.20 - Linha de deriva dos electrões para $\Delta V_{THGEM} = 1500$

Analisando a componente em z do campo eléctrico imediatamente sobre a estrutura, para $\Delta V_{THGEM} = 1500$ (Figura 5.21), verificamos que assume valores negativos na zona de fronteira do furo, repelindo os electrões desta, mas aumenta muito significativamente se nos aproximarmos do buraco, atraindo os electrões para este. Nas zonas correspondentes ao *rim*, verifica-se que o campo é ligeiramente superior.

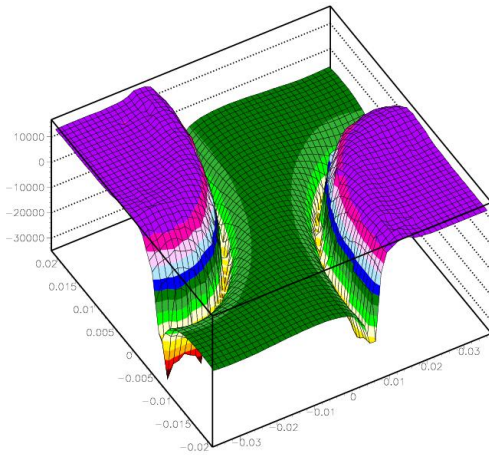


Figura 5.21 - Componente z do campo eléctrico imediatamente sobre o "top", para uma célula unitária, considerando $\Delta V_{THGEM} = 1500$. O campo (eixo z) aparece em V/cm, enquanto que os outros eixos estão em cm.

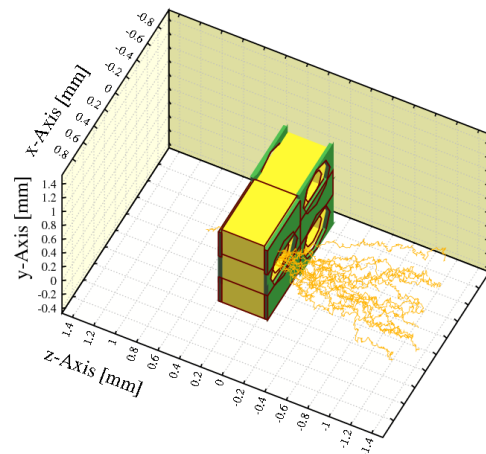


Figura 5.22 - Representação de um processo de avalanche para $\Delta V_{THGEM} = 1500$.

Ainda para este potencial, a Figura 5.22 ilustra o fenómeno de avalanche para um electrão primário, onde podemos verificar que existe a multiplicação na zona próxima ao buraco, havendo depois a deriva destes (com uma difusão nítida) ao longo da zona de indução.

As Figura 5.23e Figura 5.24 apresentam os valores do ganho e de ETE, respectivamente, quer para os valores simulados, quer para os valores experimentais [17], em função de ΔV_{THGEM} para um total de 50 electrões primários distribuídos aleatoriamente pela área evidenciada na Tabela 5.6, a uma distância fixa.

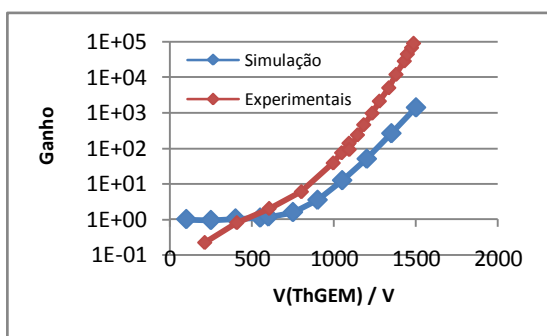


Figura 5.23 – Variação do ganho em função de ΔV_{THGEM} , para valores simulados e experimentais [17]

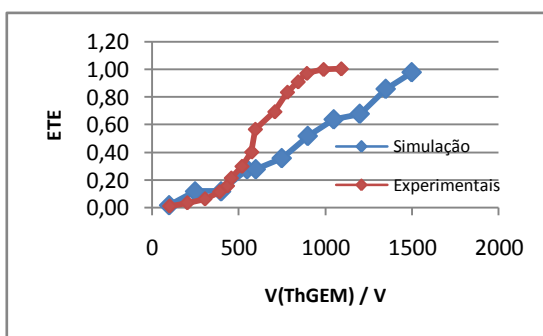


Figura 5.24 - Variação do ETE em função de ΔV_{THGEM} , para valores simulados e experimentais [17]

Analisando os valores de ganho, verificamos que este aumenta com o aumento de ΔV_{THGEM} . A partir de aproximadamente $\Delta V_{THGEM} = 750V$ esta evolução é exponencial. Este comportamento é evidenciado quer na simulação quer na prática. Uma vez mais uma discrepância nas ordens de grandeza do ganho é verificada. Analisando a variação de ETE em função do potencial, aferimos que nos resultados obtidos, a variação é linear, enquanto os valores experimentais não o são. Esta diferença poderá estar relacionada com vários factores, incluindo o efeito da deposição de carga no PCB que não é tido em conta. Além disso, enquanto na prática se verifica uma estabilização do valor de ETE para $\Delta V_{THGEM} = 1000V$, esta estabilização não se verifica nos resultados simulados.

De forma a entender o local de recolha dos electrões, as Figura 5.25 e Figura 5.26 mostram o histograma da posição final de todos os electrões produzidos ao longo da direcção z para os potenciais mínimos e máximos simulados.

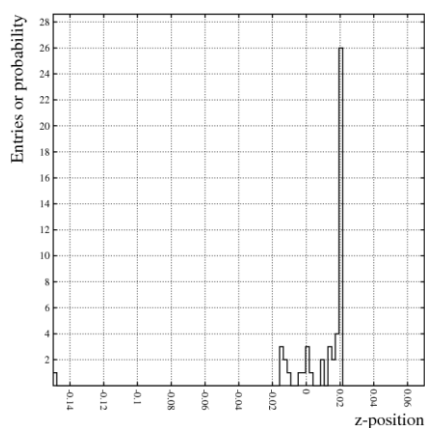


Figura 5.25 - Histograma da posição final dos electrões segundo Z, para $\Delta V_{THGEM} = 100V$

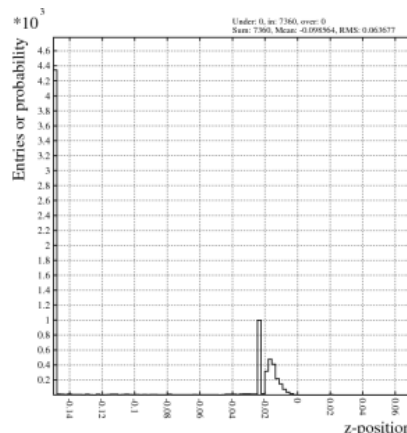


Figura 5.26 - Histograma da posição final dos electrões segundo Z, para $\Delta V_{THGEM} = 1500V$

Por análise dos referidos histogramas, verificamos que para $\Delta V_{THGEM} = 100V$ a maioria dos electrões colide contra o topo da Thick-GEM, alguns são recolhidos no eléctrodo inferior, e alguns aparentam ser depositados sobre a superfície visível do PCB. Poucos são de facto transmitidos. Para $\Delta V_{THGEM} = 1500V$ a grande maioria são transmitidos, mas continua-se a verificar a recolha de parte deles no eléctrodo inferior, assim como a provável deposição no PCB.

5.5 Ref-Thick-GEM

A Tabela 5.7 resume os parâmetros de simulação da Ref-Thick-GEM com um ΔV_{THGEM} variável entre 100 e 1500V

Tabela 5.7 - Características de funcionamento da Ref-Thick-GEM, esquema representativo da orientação dos campos eléctricos, e área de distribuição dos electrões.

		<p>Gás: Árgon/Metano (95%/5%)</p> <p>$E_{deriva} = 0V/cm$</p> <p>$E_{indução} = 3kV/cm$</p> <p>$\Delta V_{THGEM} \in [100; 1500]V$</p>
--	--	---

Para $\Delta V_{THGEM} = 100V$, a análise das linhas de deriva dos electrões (Figura 5.27) mostra que aproximadamente metade dos electrões partindo do topo da estrutura, afastam-se da estrutura, enquanto os restantes são focados para os furos, notando-se uma reduzida convergência das linhas, o que se traduz numa multiplicação de carga reduzida. Note-se que devido à perda de energia durante as colisões, o efeito do afastamento dos electrões dos furos é menos intenso do que o que pode concluir pelas linhas de deriva. Esta mesma análise para $\Delta V_{THGEM} = 1500V$, Figura 5.28, mostra o elevado confinamento a que os electrões serão sujeitos, traduzindo-se num ganho elevado, sendo que o fenómeno de retorno dos electrões nesta situação, é mínimo.

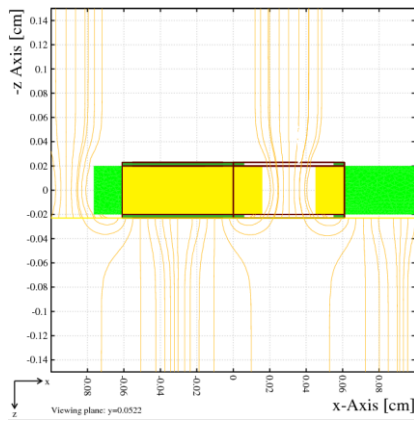


Figura 5.27 - Linha de deriva dos electrões para $\Delta V_{THGEM} = 100V$

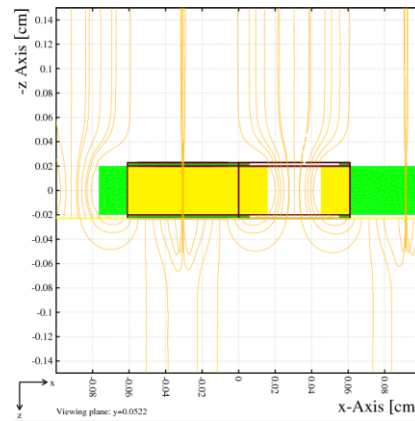


Figura 5.28 - Linha de deriva dos electrões para $\Delta V_{THGEM} = 1500V$

O campo eléctrico (E_z) na superfície do detector (Figura 5.29), para $\Delta V_{THGEM} = 1500V$ é idêntico ao da situação anterior, denotando apenas na zona fora dos buracos, um valor ligeiramente negativo, responsável pela repulsa dos electrões da estrutura, para que possam ser redireccionados em direcção aos furos. Nesta situação ainda, um exemplo de uma avalanche é representado na Figura 5.30, onde é visível a deriva do electrão desde a superfície da estrutura até ao buraco, onde se dá a amplificação de carga.

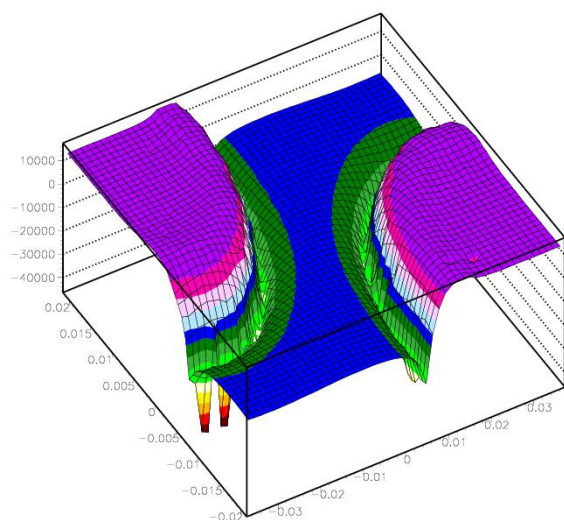


Figura 5.29 - Componente z do campo eléctrico imediatamente sobre o "top", para uma célula unitária, considerando $\Delta V_{THGEM} = 1500$. O campo (eixo z) aparece em V/cm, enquanto que os outros eixos estão em cm

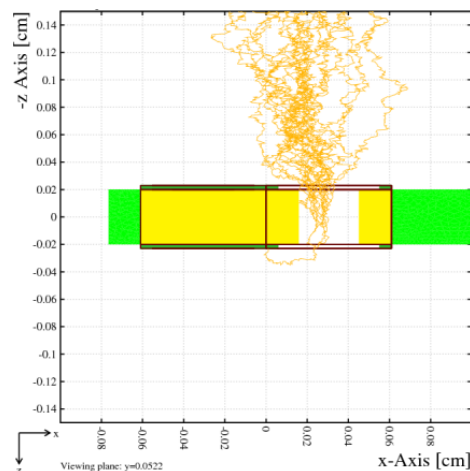


Figura 5.30 - Representação de um processo de avalanche para $\Delta V_{THGEM} = 1500$.

As Figura 5.31 e Figura 5.32 representam a simulação do ganho e de ETE, respectivamente, em função de ΔV_{THGEM} , para 50 electrões primários distribuídos aleatoriamente sobre a área ilustrada na Tabela 5.7, a uma distância constante do detector. Para o caso do ganho, não é feita uma comparação com os valores experimentais devido à inexistência destes.

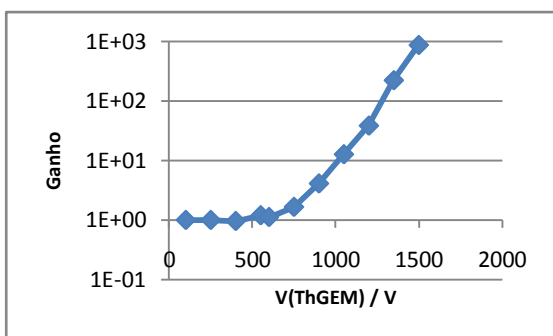


Figura 5.31 - Variação do Ganho, a partir de simulação, em função de ΔV_{THGEM}

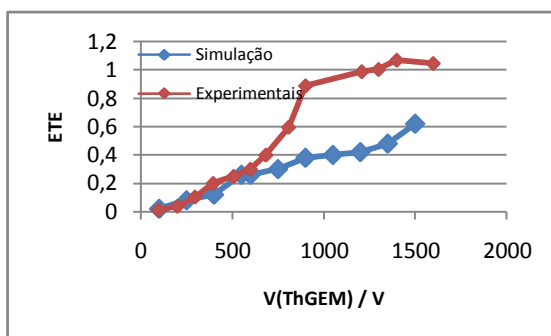


Figura 5.32 - Variação de ETE em função de ΔV_{THGEM} , quer para valores simulados, quer para experimentais [17].

A variação do ganho com o potencial dá-se de modo muito semelhante ao caso anterior, verificando-se igualmente uma variação exponencial com potencial a partir de aproximadamente $\Delta V_{THGEM} = 750V$. A julgar pelo caso anterior, podemos inferir, que a menos de uma constante, a simulação deverá descrever aproximadamente o comportamento do detector. Para o estudo de ETE, verificamos que existe também, uma diferença de comportamento, tal como no caso da Thick-GEM anterior. Mais estudos seriam necessários, para poder concluir acerca do comportamento da estrutura. Ainda assim é possível verificar que a eficiência de transmissão apresenta valores ligeiramente mais baixos, o que pode ser em parte explicado pelo facto de devido à proximidade com a estrutura, alguns electrões colidirem mais facilmente com ela, e portanto não conseguirem ser transmitidos.

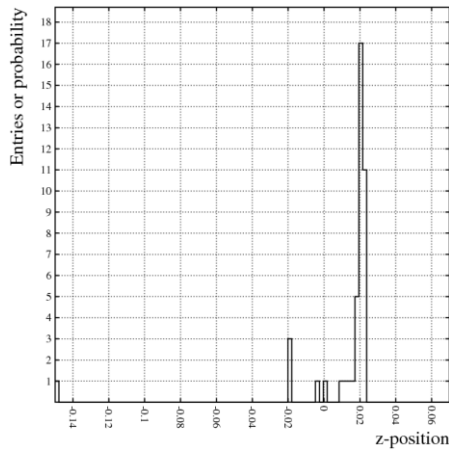


Figura 5.33 - Histograma da posição final dos electrões segundo Z, para $\Delta V_{THGEM} = 100V$

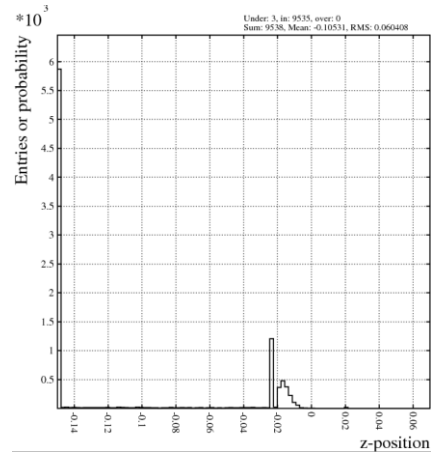


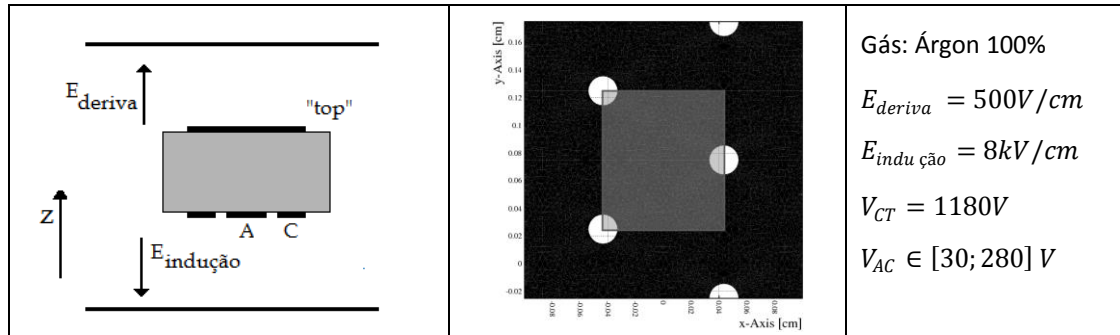
Figura 5.34 - Histograma da posição final dos electrões segundo Z, para $\Delta V_{THGEM} = 1500V$

A análise da posição final dos electrões criados ao longo do eixo z, para o potencial mínimo (Figura 5.33) e máximo (Figura 5.34) simulados, mostra que para o potencial mínimo, mas maioria dos electrões é recolhido directamente na estrutura, sendo a fracção de electrões transmitidos muito baixa. Para o potencial máximo esta fracção aumenta significativamente, continuando a haver contudo uma recolha no eléctrodo inferior do detector, assim como no interior dos furos, mais especificamente no PCB.

5.6 Thick-MHSP

A tabela seguinte, sumariza as características da Thick-MHSP simulada, para um potencial entre ânodo e cátodo variável entre 30 e 280V.

Tabela 5.8 - Características de funcionamento da Thick-MHSP, esquema representativo da orientação dos campos eléctricos, e área de distribuição dos electrões.



Fazendo a análise das linhas de deriva dos electrões para a configuração de $V_{AC} = 30V$ e de $V_{AC} = 280V$, Figura 5.35 e Figura 5.36, respectivamente, verificamos que no caso da diferença de potencial mínima, as linhas convergem nos cátodos, enquanto, que no caso em que a diferença de potencial é máxima, esta convergência dá-se nos ânodos. Esta convergência nos ânodos, tal como no caso da MHSP leva a que haja um segundo estágio de amplificação perto deste eléctrodo, resultando num ganho mais elevado. Note-se que devido à impossibilidade de representar os eléctrodos nestas representações, convém ter conhecimento da geometria da célula (apresentada na Tabela 5.1), de forma a conhecer a posição quer dos ânodos quer dos cátodos.

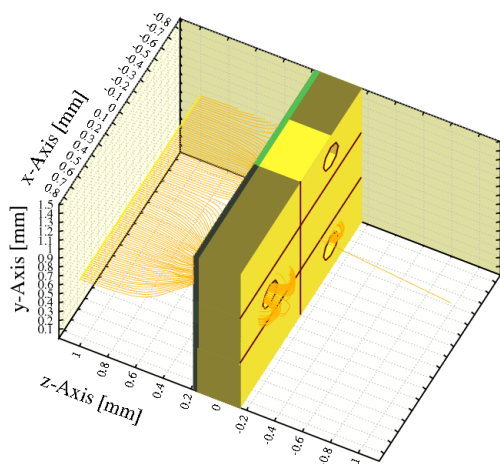


Figura 5.35 - Linhas de deriva de electrões para $V_{AC} = 30V$

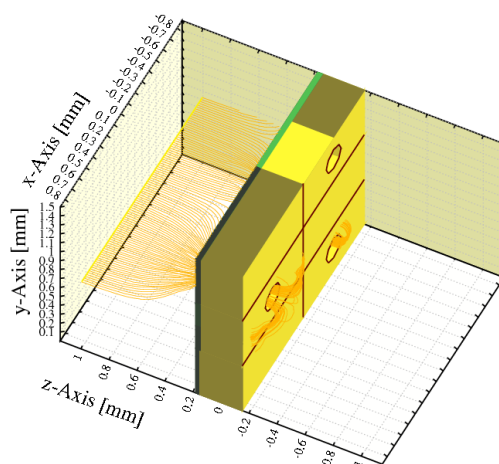


Figura 5.36 – Linhas de deriva de electrões para $V_{AC} = 280V$

Consideremos um total de 100 electrões primários colocados aleatoriamente sobre a área equivalente à representada na Tabela 5.8. O resultado da simulação do ganho em função de V_{AC} é apresentado na Figura 5.37, assim como os valores experimentais [7].

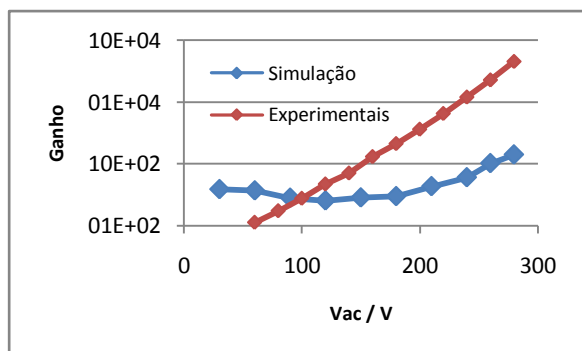


Figura 5.37 - Variação do ganho em função de V_{AC} , quer para valores simulados, quer para experimentais [7].

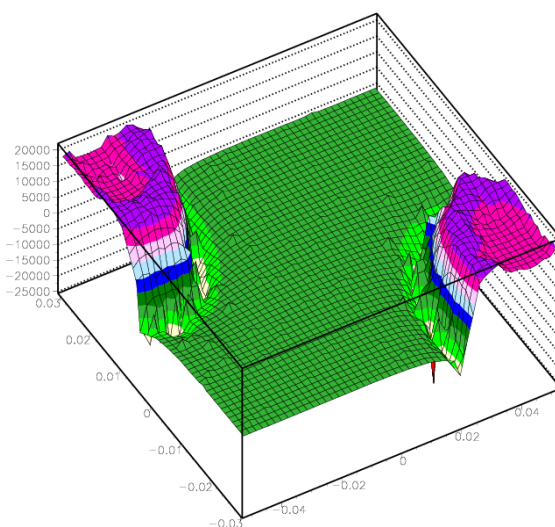


Figura 5.38 - Componente z do campo eléctrico imediatamente sobre o "top", para uma célula unitária, considerando $V_{AC} = 280V$. O campo (eixo z) aparece em V/cm, enquanto que os outros eixos estão em cm

Enquanto que os valores experimentais traduzem claramente um aumento do ganho exponencial com V_{AC} , os valores simulados apesar de irem aumentando com o aumento de V_{AC} , não denotam uma tendência muito bem definida para este aumento. Note-se que estes são os primeiros estudos realizados para esta estrutura, pelo que estes resultados demonstram que a estrutura apresenta bons resultados, mas mais estudos necessitam de ser efectuados.

A Figura 5.38, mostra a componente do campo perpendicular à estrutura, imediatamente sobre esta. Como seria expectável, esta variação do campo é muito semelhante à da Thick-GEM, uma vez que a função do campo nesta zona prende-se exclusivamente com a focagem dos electrões nas zonas dos furos. Uma vez. De notar uma vez mais, que o campo apresenta um máximo de intensidade na área correspondente ao rim.

A Figura 5.39 mostra a posição final de cada electrão produzido ao longo do eixo z, enquanto que a Figura 5.40 mostra o histograma da posição final ao longo do eixo x, para todos os electrões recolhidos nos ânodos, para um Δy tal que permita considerar os eléctrodos aproximadamente paralelepípedicos, considerando $V_{AC} = 280V$.

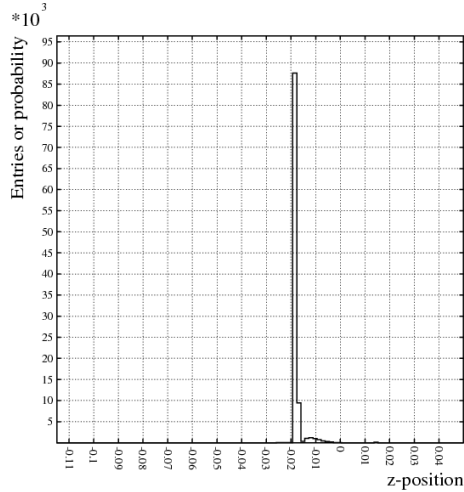


Figura 5.39 - Histograma da posição final dos electrões segundo Z, para $V_{AC} = 280V$

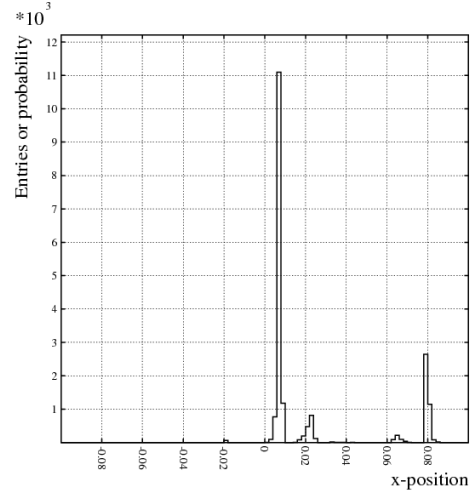


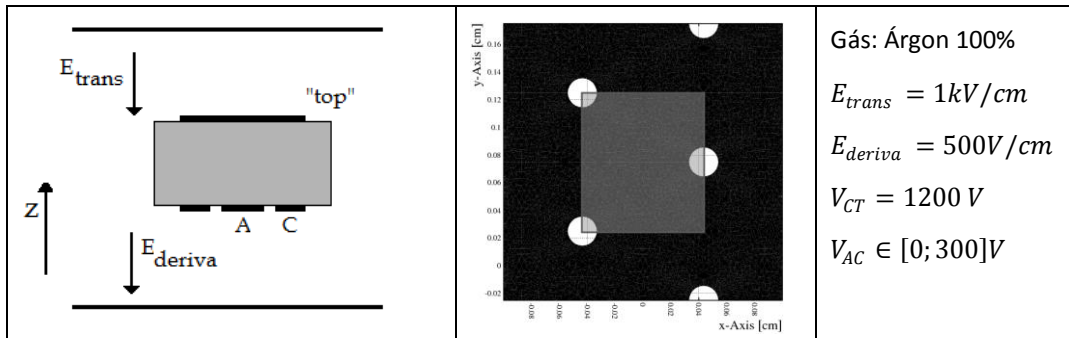
Figura 5.40 - Histograma da posição final dos electrões segundo x, para $V_{AC} = 280V$, caso a posição final em z, corresponda à posição dos eléctrodos

Como é possível constatar, a maioria dos electrões é recolhida nos eléctrodos, verificando-se ainda que existe uma pequena quantidade que atinge o dieléctrico. Dos que são recolhidos nos eléctrodos, a grande maioria é recolhida pelos ânodos, pelo que se pode inferir que a eficiência de recolha é elevada para esta situação. Note-se que esta trata-se de uma análise qualitativa, pelo que é impossível concluir quanto ao valor desta eficiência, e de como ela varia com a variação do potencial entre ânodo e cátodo.

5.7 F-R-Thick-MHSP

A Tabela 5.9 resume as características da F-R-Thick-MHSP simulada.

Tabela 5.9 - Características de funcionamento da F-R-Thick-MHSP, esquema representativo da orientação dos campos eléctricos, e área de distribuição dos electrões.



Considerando um $V_{AC} = 0V$, as Figura 5.41 e Figura 5.42 representam as linhas de deriva dos iões e dos electrões na estrutura.

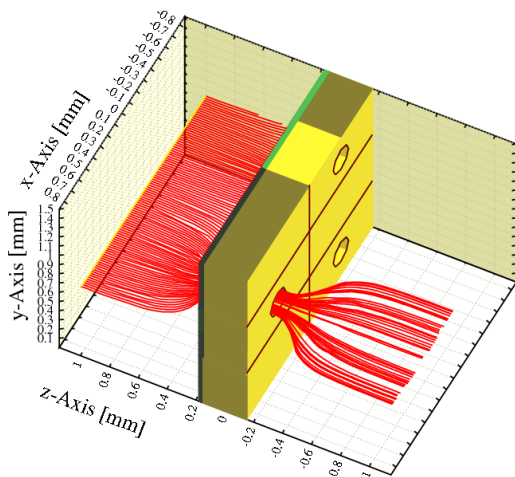


Figura 5.41 - Linhas de deriva de iões para $V_{AC} = 0V$

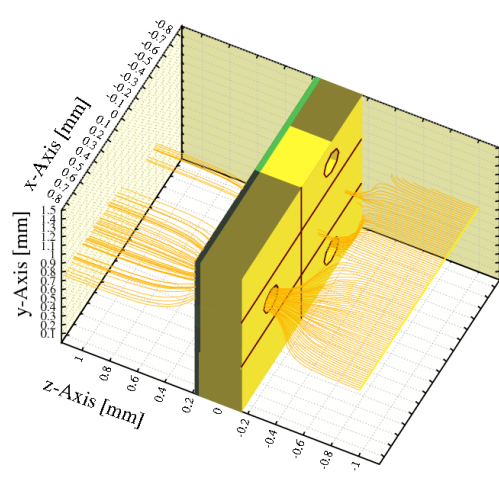


Figura 5.42 – Linhas de deriva de electrões para $V_{AC} = 0V$

Como é possível verificar, para esta diferença de potencial, maior parte das linhas de deriva dos iões são transmitidas, o que não representa um bom resultado para a estrutura, enquanto que a transmissibilidade dos electrões pela F-R-Thick-MHSP é elevada.

As Figura 5.43 e Figura 5.44 representam o caso em que $V_{AC} = 120V$

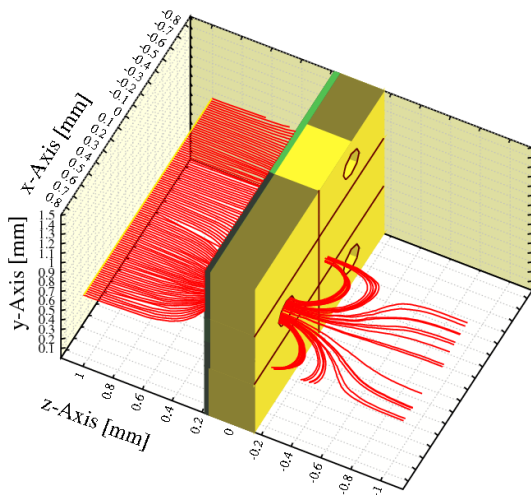


Figura 5.43 – Linhas de deriva de iões para $V_{AC} = 120V$

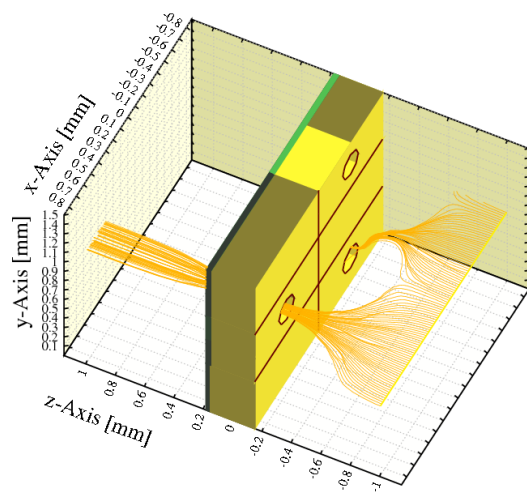


Figura 5.44 – Linhas de deriva de electrões para $V_{AC} = 120V$

Como é possível verificar nesta configuração, algumas das linhas de deriva de iões são recolhidas nos ânodos, sendo a fracção de transmitidas, consideravelmente inferior. Quanto ao comportamento das linhas de deriva dos electrões, existe aparentemente uma redução da quantidade de linhas que são transmitidas. Claro que para poder concluir acerca da transmissibilidade dos electrões, é necessário fazer estudos mais exaustivos, e pormenorizados.

O campo eléctrico E_z sobre o “top” (Figura 5.45), para $V_{AC}=120V$, ao contrário das demais estruturas, é consideravelmente negativo sobre os buracos, o que traduz a atracção dos iões para estes.

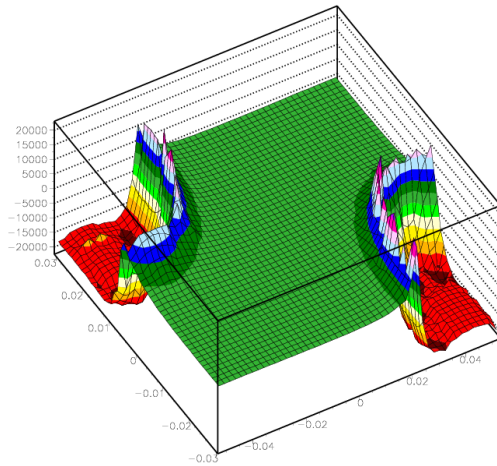


Figura 5.45 - Componente z do campo eléctrico imediatamente sobre o "top", para uma célula unitária, considerando $V_{AC} = 120V$. O campo (eixo z) aparece em V/cm, enquanto que os outros eixos estão em cm

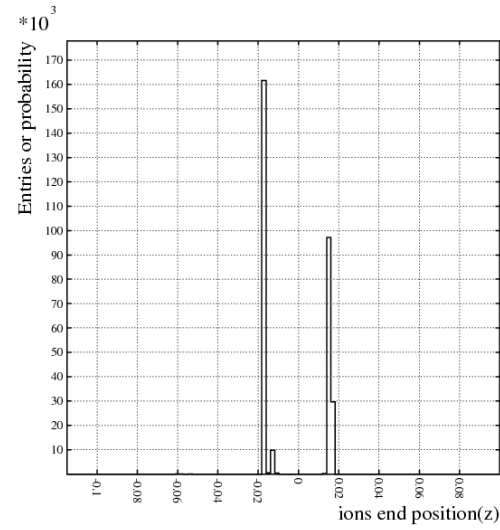


Figura 5.46 - Histograma da posição final dos electrões segundo Z, para $V_{AC} = 300V$

Para $V_{AC} = 300V$, é possível verificar através da Figura 5.46, onde é apresentado sob a forma de histograma a posição final de cada ião ao longo do eixo z, que todos os iões ou são recolhidos no topo da microestrutura, ou nos eléctrodos.

A Figura 5.47 apresenta o resultado da simulação de IBF para 50000 iões, colocados aleatoriamente sobre a área representada na Tabela 5.9, a uma distância constante da F-R-Thick-MHSP, em função de V_{AC} . Note-se que os resultados experimentais são inexistentes para esta situação.

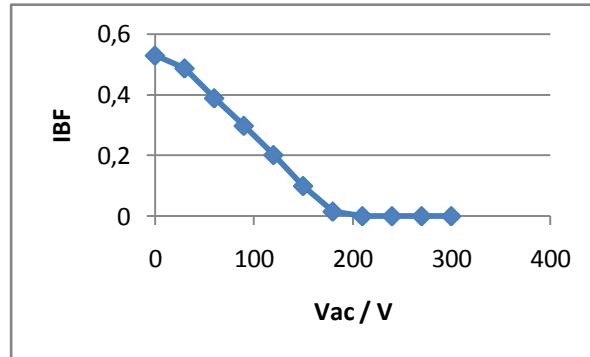


Figura 5.47 - Variação de IBF em função de Vac para valores simulados

Pela análise do referido gráfico, a variação de IBF com V_{AC} é decrescente e aproximadamente linear até $V_{AC} \approx 175V$. A partir deste valor, IBF estabiliza no valor 0. Isto significa que para V_{AC} 's elevados, a F-R-Thick-MHSP apresenta um funcionamento óptimo na drenagem de electrões. Não quer isto dizer que a estrutura no global apresente um funcionamento óptimo, pois o estudo carece de simulações da transmissão de electrões, como já referido.

6 Conclusões e Trabalho Futuro

Após análise dos resultados experimentais podemos concluir que existe uma discrepância entre os valores calculados e dos valores experimentais. A causa desta discrepância ainda é desconhecida, mas ainda assim leva-nos a não poder comparar directamente estes dois valores. No entanto, inferimos que o comportamento dos dados determinados segue a tendência dos resultados experimentais, pelo que se torna possível, e útil, utilizar as simulações para comparação teórica dos diversos detectores.

Comparando os resultados obtidos, concluímos que as microestruturas espessas apresentam valores de ganho idênticos aos da GEM e MHSP, supera IBF da F-R-MHSP, e ainda conseguem apresentar eficiências de transmissão bastante razoáveis. Deste modo, e considerando as vantagens destas estruturas, enumeradas atrás, parece provável que venham a desempenhar um papel fundamental na detecção de radiação num futuro próximo. Ainda assim, múltiplos estudos são ainda necessários, tais como estudar a estabilidade do ganho ao longo do tempo, simular a interacção dos electrões no caso da F-R-Thick-MHSP, entre outros. Estes pontos assumem principal preponderância nos trabalhos futuros a realizar, tal como é exemplo o estudo da Thick-MHSP a operar em modo reverso com o objectivo de drenar iões no possível sistema de leitura para o upgrade do detector RICH do COMPASS.

Analisando os dados e a respectiva fundamentação teórica, podemos também concluir que o método utilizado para a simulação dos mapas de potenciais é um grande potenciador de erro nos resultados finais. A substituição deste método no futuro por outro lado poderá melhorar a qualidade dos resultados. O método dos elementos fronteira adivinha-se como a solução à vista para este problema.

Por outro lado, um fenómeno não considerado nas simulações realizadas, é o fenómeno de “charging up”, que consiste na acumulação de electrões no substrato isolador, o que irá alterar o campo eléctrico, especialmente no buraco, e consequentemente a carga total produzida. Este fenómeno pode ser comprovado por análise das Figura 5.26 e Figura 5.34 onde se nota claramente existir a dita acumulação no isolador. A inclusão deste fenómeno será implementada em simulações futuras.

Outros trabalhos futuros poderão passar pela simulação de diferentes dimensões geometrias das estruturas, diferentes gases e pressões destes, de modo a poder optimizar as estruturas. A determinação dos sinais na simulação também poderá ser fundamental, pois através deles podemos tirar várias informações, principalmente a influência de todas as cargas na medição do ganho, ao invés de medir apenas o número de electrões produzidos. Além disso, ainda como trabalho futuro, consta a simulação de dispositivos mais complexos, tais como os detectores em cascata, pois permitir-nos-á analisar conjuntamente todos os fenómenos existentes, em vez de estudar estes fenómenos isoladamente, o que nos dará, em princípio, resultados mais concordantes com a realidade.

Deste modo podemos concluir que a maioria dos objectivos propostos para este trabalho foram atingidos. Os propósitos que não foram plenamente atingidos, tal como a comparação entre os resultados da simulação e os experimentais, vêm reforçar a vontade de continuar a desenvolver este trabalho.

Referências

1. CERN-RD51 (2008) *R & D Proposal: Development of Micro-Pattern Gas Detectors Technologies. Volume*,
2. Knol, G.F., *Radiation detection and measurement*, ed. r. ed. 2000, New York: John Wiley & Sons.
3. Oed, A., *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1988. **263**(2-3): p. 351-359.
4. Sauli, F., *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1997. **386**(2-3): p. 531-534.
5. Natal da Luz, H., et al., *MHSP operation in pure xenon*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2005. **552**(3): p. 259-262.
6. Chechik, R., et al., *Thick GEM-like hole multipliers: properties and possible applications*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2004. **535**(1-2): p. 303-308.
7. F.D. Amaro, J.F.C.A.V., J.M.F. dos Santos, C. Santos, A. Breskin, R. Chechik, *The Thick-MHSP: a New Electron Multiplier Structure for Gaseous Detectors*, in *MPGD2009, 1st International Conference on Micro Pattern Gaseous Detectors*. 2009: Kolympari, Crete, Greece.
8. Chechik, R. and A. Breskin, *Advances in gaseous photomultipliers*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2008. **595**(1): p. 116-127.
9. Ansys. *Engineering Simulation for the 21st Century*. [cited; Available from: <http://www.ansys.com/>].
10. Veenhof, R. *Garfield - simulation of gaseous detectors*. 1984 4-July-2008 [cited 2009 June]; Available from: <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>.
11. J.T. Bushberg, J.A.S., J. Edwin, M. Leidholdt, M. Boone, *The essential physics of medical imaging*, ed. S. ed. 2002, Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins.
12. M.J. Berger, J.H.H., S.M. Seltzer, J. Chang, J.S. Coursey, R. Sukumar, and D.S. Zucker. *XCOM: Photon Cross Sections Database*. 1998 February 2009 [cited 2009 June]; Available from: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>.
13. Jean-Louis Basdevant, J.R., Michel Spiro, *Fundamentals In Nuclear Physics*. 1st Edition ed. From Nuclear Structure to Cosmology. 2005, New York: Springer. 515.
14. Heidelberg, U. *ein Neutronendetektor für Hochraten-Anwendungen der Naturwissenschaften mit Neutronen*. 2007 [cited 2008 August]; Available from: <http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/ANP/Cascade/Einfuehrung/>.
15. Kaminski, J. *Micropattern Gas Detectors*. in *17th International Workshop on Vertex Detectors*. 2008. Utö Island, Sweden: Proceedings of Science.
16. Mörmann, D., et al., *Operation principles and properties of the multi-GEM gaseous photomultiplier with reflective photocathode*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2004. **530**(3): p. 258-274.
17. Shalem, C., et al., *Advances in Thick GEM-like gaseous electron multipliers--Part I: atmospheric pressure operation*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2006. **558**(2): p. 475-489.

18. Meinschad, T., L. Ropelewski, and F. Sauli, *GEM-based photon detector for RICH applications*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2004. **535**(1-2): p. 324-329.
19. Veloso, J.F.C.A., et al., *MHSP in reversed-bias operation mode for ion blocking in gas-avalanche multipliers*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2005. **548**(3): p. 375-382.
20. Maia, J.M., et al., *Avalanche-ion back-flow reduction in gaseous electron multipliers based on GEM/MHSP*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2004. **523**(3): p. 334-344.
21. Sauli, F., *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*. 1977, Geneva: CERN - Service d'Information scientifique. 92.
22. W. Blum, W.R., L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*. 2nd Edition ed. Particle Acceleration and Detection. 2008, Berlin: Springer.
23. Kip, A.F., *Fundamentals of electricity and magnetism*. 2nd Edition ed. 1962, New York: McGraw-Hill. 630.
24. Rao, S.S., *The Finite Element Method in Engineering*. 3rd Edition ed. 1999, Miami: Elsevier.
25. Davies, A.J., *The Finite Element Method: A First Approach*. 1980: Oxford University Press. 287.
26. Ansys, I., *ANSYS, Inc. Theory Reference*, in *Ansys Release 9.0*, Ansys, Editor. 2004: Canonsburg.
27. Dias, T.H.V.T., et al., *Monte Carlo simulation of x-ray absorption and electron drift in gaseous xenon*. Physical Review A, 1993. **48**(4): p. 2887.
28. Biagi, S. *Magboltz - transport of electrons in gas mixtures*. 1995 22 - January 2009 [cited 2009 June]; Available from: <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>.
29. Skullerud, H.R., *The stochastic computer simulation of ion motion in a gas subjected to a constant electric field*. Brit. J. Appl. Phys., 1968. **1**(2).